

レイリー散乱法による中性粒子密度計測の検出限界向上に関する研究

枝澤, 友也
九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻プラズマ・量子理工学メジャー

<https://hdl.handle.net/2324/6792858>

出版情報 : Kyushu University, 2022, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :



令和4年度
九州大学大学院 総合理工学府
総合理工学専攻
プラズマ・量子理工学メジャー

修士論文

論文名

レイリー散乱法による中性粒子密度計測の
検出限界向上に関する研究

氏名

枝澤 友也

指導教員名

山本 直嗣 教授

目次

第 1 章 序論.....	1
1.1 背景.....	1
1.2 研究課題・目的	2
第 2 章 散乱計測	3
2.1 光の散乱現象	3
2.2 レイリー散乱	3
2.3 レイリー散乱計測	10
第 3 章 実験体系	12
3.1 実験装置	12
3.1.1 真空排気系	12
3.1.2 レーザー源	13
3.1.3 分光器	13
3.1.4 光検出器	15
3.1.5 計測機器	17
3.1.6 ガスジェット	18
3.1.7 ガスジェットのコンダクタンス	19
3.2 レイリー散乱計測	21
3.3 ガスジェットの中性粒子密度計測	23
第 4 章 レイリー散乱計測	25
4.1 フォトンカウンティング	25
4.1.1 フォトンカウンティング法	25
4.1.2 パルス検出	25
4.1.3 迷光分離	26
4.2 解析	26
4.2.1 ナノ秒レーザー	26
4.2.2 ナノ秒レーザー・ND フィルター	32
第 5 章 ガスジェットの中性粒子密度計測	36
5.1 ガスジェット-ノズル 1 個	36
5.1.1 排出口から 5 cm での中性粒子密度	36

5.1.2 排出口から 10 cm での中性粒子密度	40
5.2 ガスジェット-ノズル 19 個	41
第 6 章 結論	46
参考文献	47
謝辞	48

第 1 章 序論

1.1 背景

人工衛星に搭載される推進の一種である電気推進は主に太陽電池により光エネルギーを電気エネルギーに変換し、このエネルギーにより推進剤を加速させ、排出させることで推力を得る外燃機関である。従来の燃焼による化学エネルギーから推力を得る化学ロケットエンジンに比べて、推進剤噴出速度が非常に大きいので、推進機の燃費を表す比推力が高く、推進剤の使用量を節約し、荷重量を増やすことができる。一方で、電気推進は低加速度という特徴を持つ。そのため、重力の弱い宇宙空間での長期運用に適しており、人工衛星の軌道保持や姿勢制御、深宇宙探査の主推進エンジンとして活躍している。近年では、化学推進を搭載せず、静止軌道遷移などをすべて電気推進で実施する全電化衛星が注目を集めている。しかし、人工衛星の得られる電力には限りがあり、電気推進の推力は小さいという欠点のため、静止衛星の軌道遷移が化学推進よりも時間がかかる。早期運用や宇宙放射線による部品の損傷等を避けるためには、軌道遷移期間の短縮化が望ましい。したがって、発生推力と推進機の全消費電力の比である推力電力比の向上が重要となる。電気推進の一種であるホールスラストはイオンの加速部に電子が存在するため準中性に保たれ、空間電荷制限則を受けずに推力密度を高くすることができ、推力電力比が優れており、全電化衛星に搭載される推進器として研究開発が進められている^{(1), (2), (3), (4)}。ホールスラストを搭載した全電化衛星の実用には更なる推力電力比が必要である。しかし、ホールスラストの推力電力比の向上には、電子の異常輸送という障壁がある。ホールスラストは電場により加速されたイオンを排出することで推力を得る。一方で、電子は磁場により閉じ込められるため、推力に寄与しない。電子の異常輸送とは古典拡散論では表現できない電子の輸送のことである。異常輸送が起こると想定よりも電子を閉じ込められず、電子の輸送は電子電流となり、消費電力の増大へと繋がる。電子の輸送は、電場と中性粒子との衝突に支配されているため、電子の異常輸送のメカニズムを把握するには、中性粒子密度と電子流束を十分な精度および分解能で計測する必要がある。

1.2 研究課題・目的

本研究では非接触かつ擾乱を与えない手法であるレイリー散乱法を用い、中性粒子密度計測の検出限界の向上を行った。

中性粒子密度の検出限界の向上の壁となるのが、散乱光とともに壁面などで反射された光が迷光として侵入してしまうことである。迷光除去装置により、物理的に迷光を減少させようとして、計測点から近すぎると装置自身が迷光となり、遠すぎても迷光が侵入してしまい、最も影響が少ない位置においても完全に迷光を取り除くことはできず、散乱光と迷光を区別して検出する必要がある⁽⁵⁾。これらを踏まえ、レイリー散乱法による中性粒子密度計測の解析の高度化を行い、散乱信号と迷光の分離することが目的である。

第2章 散乱計測

2.1 光の散乱現象

電磁波を粒子に入射した時に、電磁場があらゆる方向に拡散していく現象を散乱という。散乱の様相や効果は粒子の特性に依存して大きく異なる⁽⁶⁾。

粒子のサイズが電磁波の波長よりも非常に小さい原子・分子・イオンによる散乱のうち弾性散乱に当たるものがレイリー散乱である。これに対して、レーザーのエネルギーの一部または全部を原子・分子・イオンに吸収し、レーザーとは異なる波長の散乱光を放出する散乱過程を非弾性散乱と呼び、代表的なものがラマン散乱である。電磁波の波長の程度以上の微粒子による散乱はミー散乱と呼ばれ、電子などの荷電粒子による散乱としてトムソン散乱がある⁽⁷⁾。

2.2 レイリー散乱

入射する光の波長に比べて極めて小さい粒子による散乱は、空気分子による太陽光の散乱問題を解いたレイリー卿を称してレイリー散乱と呼ばれる。レイリー散乱の身近な現象として、空が青く見えることが挙げられる。ある特定の方向への空気分子による散乱強度 I は、

$$I \sim 1/\lambda^4 \quad (2-1)$$

と表すことができる。 λ は入射する光の波長であり、散乱強度が波長の4乗に反比例する。青い光($\lambda \approx 425 \text{ nm}$)は赤い光($\lambda \approx 650 \text{ nm}$)よりも波長が短い。このため、青い光の散乱強度は赤い光よりも約5.5倍大きい。この波長依存性が青く見える理由である⁽⁸⁾。

本研究では真空容器内のアルゴンにレーザー光(波長 532 nm)を入射して生じる散乱光の測定を行った。ヘリウムやアルゴンなどの希ガスのように分子が球形である場合、回転ラマン散乱は起こらず、レイリー散乱は入射する電磁場によって誘起される電気双極子による二次放射で説明することができる。

入射する光の波長より十分小さい均質な等方的な球形粒子を考える。振動する電磁場にさらされると、粒子内部に入射光に同期して振動する電気双極子が誘起される。入射光の電場の振幅を $\mathbf{E}_0$ とする。周期的に振動する散乱双極子モーメント $\mathbf{p}$ は、

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}_0 e^{-ik(r-ct)} \quad (2-2)$$

と表される． α は粒子の分極率である．振動する電気双極子は平面偏光された電磁波（散乱波）を発生させる．

次に電気双極子から離れた領域での散乱光の電場を考える．電気双極子から散乱光の観測点までの距離を r ，散乱光の双極子モーメント $\mathbf{p}$ と観測方向との角度を γ ，光速度を c とする．ヘルツ(Hertz,1889)の古典的な電磁解法によると，散乱電場は散乱双極子モーメントの加速度と $\sin \gamma$ に比例するが，距離 r に反比例する．したがって，

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial t^2} \sin \gamma \quad (2-3)$$

と表せる．式(2-2)と式(2-3)より，

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{1}{r} \{ -(kc)^2 \alpha \mathbf{E}_0 e^{-ik(r-ct)} \} \sin \gamma = -\mathbf{E}_0 \frac{e^{-ik(r-ct)}}{r} k^2 \alpha \sin \gamma \quad (2-4)$$

となる．ここで入射波と散乱波の光の立体角当たりの強度の成分を $I_0 = C |\mathbf{E}_0|^2$ と $I = C |\mathbf{E}|^2$ と定義する．ここで C は C/r^2 のように立体角を含む比例因子である．式(2-4)より，

$$I = I_0 k^4 \alpha^2 \sin^2 \gamma / r^2 \quad (2-5)$$

となる⁽⁸⁾．

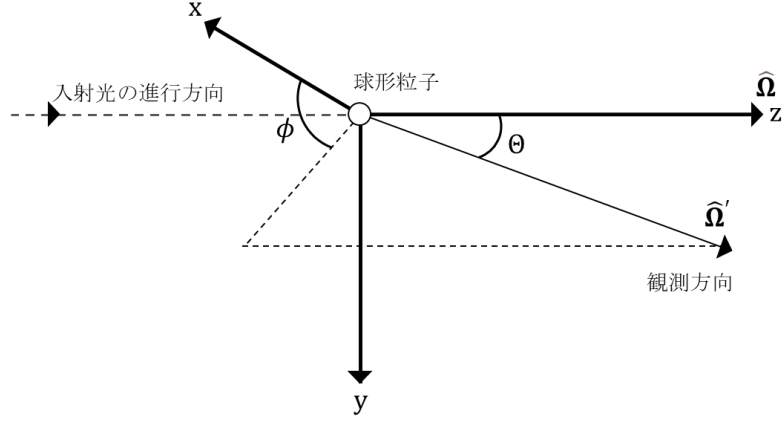


図 2-1 入射光の進行方向と散乱光の観測方向

ここで図 2-1 のように入射光の進行方向 $\hat{\Omega}$ を z 軸に一致させ、角度 γ の観測方向 $\hat{\Omega}'$ を極座標 (θ, ϕ) で表すと、

$$\hat{\Omega} = (0, 0, 1) \quad (2-6)$$

$$\hat{\Omega}' = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \quad (2-7)$$

となる．入射光の電場の方向を y 軸に沿うようにした場合(直線偏光)，角度 γ は、

$$\cos \gamma = \hat{y} \cdot \hat{\Omega}' = \sin \theta \sin \phi \quad (2-8)$$

と書ける．また、

$$\sin^2 \gamma = 1 - \cos^2 \gamma = 1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi \quad (2-9)$$

であり、これを式(2-5)に代入すると、

$$I = I_0 k^4 \alpha^2 (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi) / r^2 \quad (2-10)$$

となる．この散乱強度 I の 3 次元空間分布は図 2-2 (a)のようなドーナツ型の分布になる．電気双極子の振動方向には散乱光がなく、垂直な方向で強度が最大となる．

図 2-2 (a)の分布図を電気双極子モーメント(入射光の電場ベクトル)に平行な y-z 平面と垂直な x-z 平面で切って、それぞれの面上で散乱角 θ について表した分布を

図 2-3 に示す．それらはそれぞれの基準面に平行および垂直に完全偏光した成分の強度分布となる．入射光が自然光の場合には入射光の電場ベクトルの振動方向は z 軸まわりのあらゆる方向にとりうる無偏光である．無偏光の場合の散乱強度の空間分布は図 2-2 (a) の分布を ϕ について積分して平均することにより得られる（図 2-2 (b), 図 2-3 の曲線 c) ^{(6), (9)}．

散乱断面積 σ_{ss} とすると，散乱強度 I は次のように定義できる．

$$I = \frac{\partial \sigma_{ss}}{\partial \Omega} \frac{I_0}{r^2} \quad (2-11)$$

式(2-10)と式(2-11)より，直線偏光である微分散乱断面積は，

$$\frac{\partial \sigma_{ss}}{\partial \Omega} = k^4 \alpha^2 (1 - \sin^2 \Theta \sin^2 \phi) \quad (2-12)$$

となる．散乱断面積は，

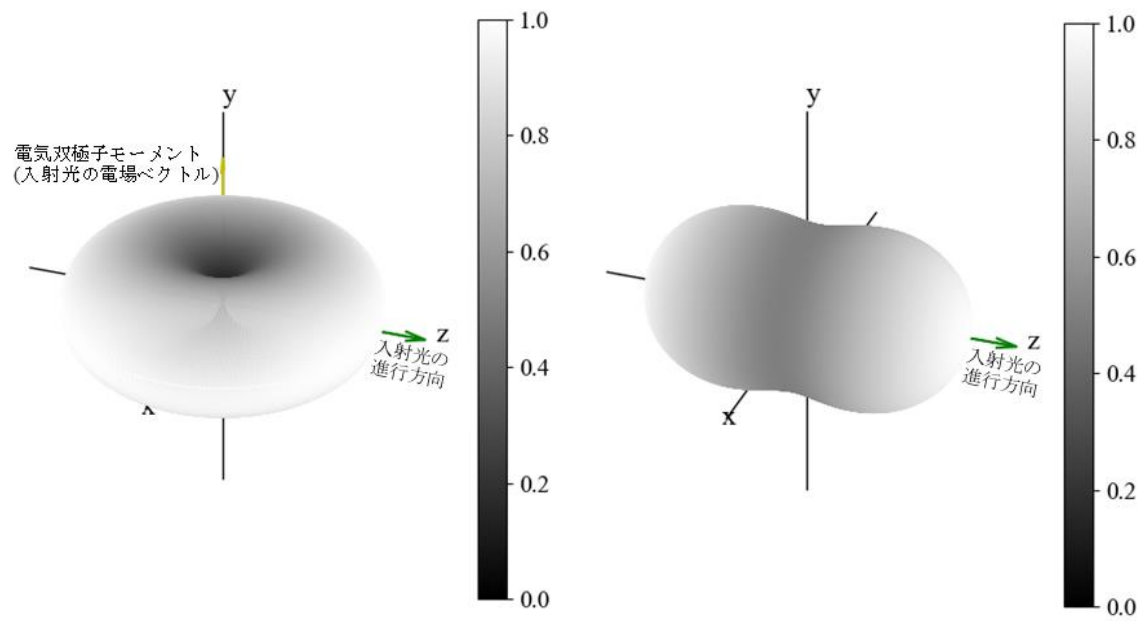
$$\begin{aligned} \sigma_{ss} &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi k^4 \alpha^2 (1 - \sin^2 \Theta \sin^2 \phi) \sin \Theta d\Theta d\phi = \frac{8\pi}{3} k^4 \alpha^2 \\ &= \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \alpha^2 = \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \alpha^2 \end{aligned} \quad (2-13)$$

となる．ここで $k = 2\pi/\lambda$ を用いた．

分子が非球形であれば，散乱断面積は増大し，King 補正係数を加えて，

$$\sigma_{ss} = \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \alpha^2 F_k(\lambda) \quad (2-14)$$

と書ける．アルゴンは球状であるため，King 補正係数は 1 である．



(a) 直線偏光 (y 軸に平行に振動)

(b) 無偏光

図 2-2 散乱強度の空間分布

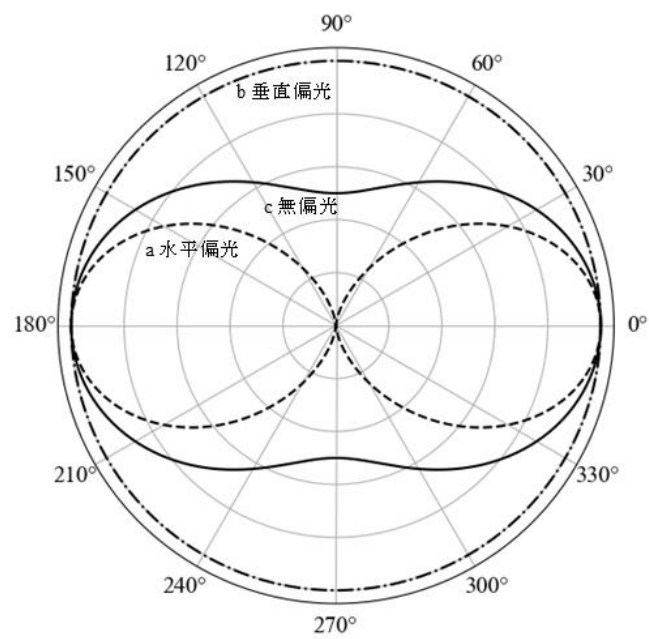


図 2-3 散乱強度分布 (基準面)

分極率 α は電磁波の分散の原理から導くことができ,

$$\alpha = \frac{3}{4\pi N_s} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \quad (2-15)$$

と表せる. ここで N_s は単位体積当たりの分子数, n は無次元の分子の屈折率である. この式はローレンツ・ローレンスの公式と呼ばれる. 式(2-13)に式(2-15)を代入すると,

$$\sigma_{ss} = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N_s^2} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (2-16)$$

となる.

15°C, 1013 hPa でのアルゴンの屈折率は, $5000 < \frac{1}{\lambda} [\text{cm}^{-1}] < 33000 \text{ cm}^{-1}$ の範囲で,

$$(n - 1) \times 10^8 = 6432.135 + \frac{286.06021 \times 10^{12}}{14.4 \times 10^9 - \lambda^{-2}} \quad (2-17)$$

と表すことができる⁽¹¹⁾. 入射光の波長が 532 nm の散乱断面積は,

$$\sigma_{ss} = 4.57 \times 10^{-27} \text{ cm}^2 \quad (2-18)$$

である.

また, 非球状分子である窒素の屈折率は, $4860 < \frac{1}{\lambda} [\text{cm}^{-1}] < 21360 \text{ cm}^{-1}$ の範囲で⁽¹²⁾,

$$(n - 1) \times 10^8 = 6498.2 + \frac{307.43305 \times 10^{12}}{14.4 \times 10^9 - \lambda^{-2}} \quad (2-19)$$

$21360 < \frac{1}{\lambda} [\text{cm}^{-1}] < 39370 \text{ cm}^{-1}$ の範囲で⁽¹³⁾,

$$(n - 1) \times 10^8 = 5677.465 + \frac{318.81874 \times 10^{12}}{14.4 \times 10^9 - \lambda^{-2}} \quad (2 - 20)$$

と表すことができる. King 補正係数は,

$$F_k(\lambda) = 1.034 + 3.17 \times 10^{-12} \lambda^{-2} \quad (2 - 21)$$

となる⁽¹⁰⁾. 入射光の波長が 532 nm の窒素の散乱断面積は,

$$\sigma_{ss} = 5.31 \times 10^{-27} \text{ cm}^2 \quad (2 - 22)$$

である. 図 2-4 には, 入射光の波長が 350 nm から 1100 nm の範囲においての窒素とアルゴンの散乱断面積を示す.

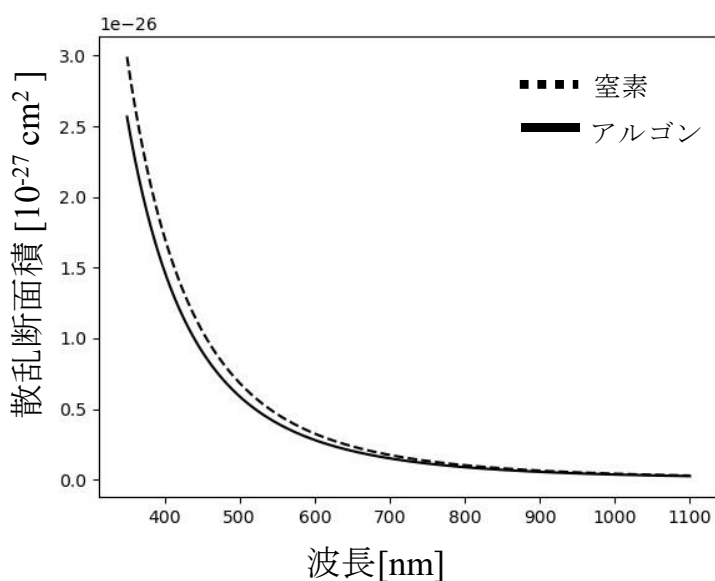


図 2-4 入射光の波長と散乱断面積

2.3 レイリー散乱計測

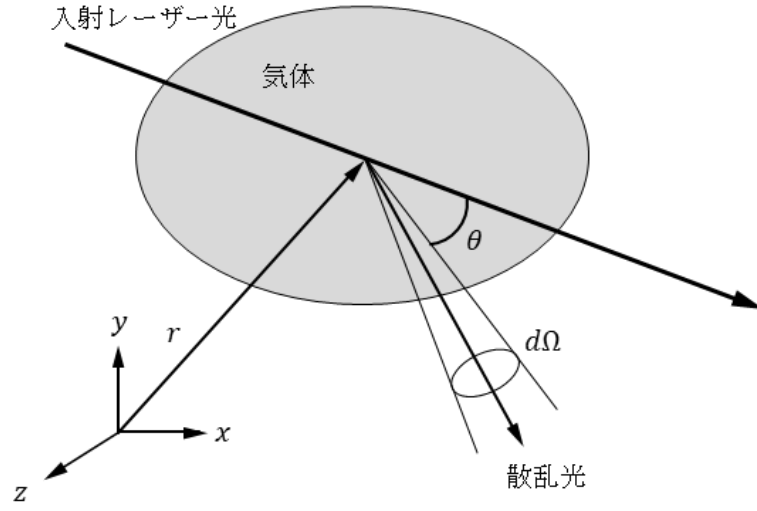


図 2-5 気体からのレーザー光の散乱光強度

図 2-5 のように気体中にレーザーを入射させた場合を考える．入射電磁場の波長を λ_0 ，強度を I_0 とし，位置 r での θ 方向の単位立体角あたりの波長が λ と $\lambda + d\lambda$ の散乱光強度 $I(\lambda, \theta)$ は，

$$I(\lambda, \theta)d\Omega d\lambda \propto I_0 n \Delta V d\Omega d\lambda \quad (2-23)$$

と書ける．ここで n は散乱粒子の密度， ΔV は散乱体積である．式(2-23)の比例定数は散乱粒子 1 個が θ 方向の立体角 $d\Omega$ に λ と $\lambda + d\lambda$ の波長幅に散乱する断面積の次元を持つ量で，電磁波散乱の微分断面積 $\sigma(\lambda, \theta)$ と表される．これを用いて式(2-23)は，

$$I(\lambda, \theta)d\Omega d\lambda = I_0 n \sigma(\lambda, \theta) \Delta V d\Omega d\lambda \quad (2-24)$$

となる．1 パルス当たりの受光系に入射するレイリー散乱による受光光子数は式(2-24)を用いて，

$$N_{ph} = \left(\frac{I}{h\nu} \right) d\Omega \eta = \frac{(E_L/S)}{h\nu} \Delta V n_n \sigma_R d\Omega \quad (2-25)$$

と表せる．ここで $I_0 = E_L/S$ (E_L はレーザーのエネルギー， S は散乱部でのレーザービームの断面積)， n_n は中性粒子の密度， σ_R はその中性粒子のレイリー散乱の微

分断面積である．また，光検出器において観測時間内に観測される受光光子数 N_{ph}' は光電変換後の光電子数であり，

$$N_{ph}' = N_{ph}\eta\varepsilon N_M f_D \quad (2-26)$$

となる．ここで η は観測系の透過率， ε は光検出器の量子効率， N_M は観測時間内のレーザーパルス数， f_D は微弱光観測に用いるフォトンカウンティングシステムの効率である⁽¹⁴⁾．

式(2-25)と式(2-26)より，光検出器においてレーザー1ショットで観測される受光光子数 N_{ph}' は

$$N_{ph}' = \frac{\left(\frac{E_L}{S}\right)}{h\nu} \Delta V n_n \sigma_R d\Omega \eta \varepsilon f_D = \frac{E_L}{h\nu} L n_n \sigma_R d\Omega \eta \varepsilon f_D \quad (2-27)$$

となる．ここで，観測する散乱体積のレーザービームに沿う長さを散乱長 L として， $\Delta V = LS$ とした．

第3章 実験体系

3.1 実験装置

3.1.1 真空排気系

本実験に使用した真空容器の外観を図 3-1 に示す。真空容器は高さ 420 [mm]，幅 1350 [mm]，奥行 470 [mm]のステンレス製である。真空排気にはロータリーポンプ一台とターボ分子ポンプ一台の2種類のポンプを用いた。使用したポンプの性能を表 1 に示す。ターボ分子ポンプは不調により途中で交換したため，表 3-1 には使用したすべてターボ分子ポンプの性能を示した。真空容器内の圧力測定には 1×10^{-1} Pa～大気圧までをクリスタルゲージ(M-320XG, アネルバ製) と表示器 (M-390, キャノンアネルバ製) ， $1 \times 10^{-1} \sim 1 \times 10^{-6}$ Pa にはミニチュアゲージ測定球 (MG-2M, キャノンアネルバ製) と表示機 (M-431HG, キャノンアネルバ製) を用いた。

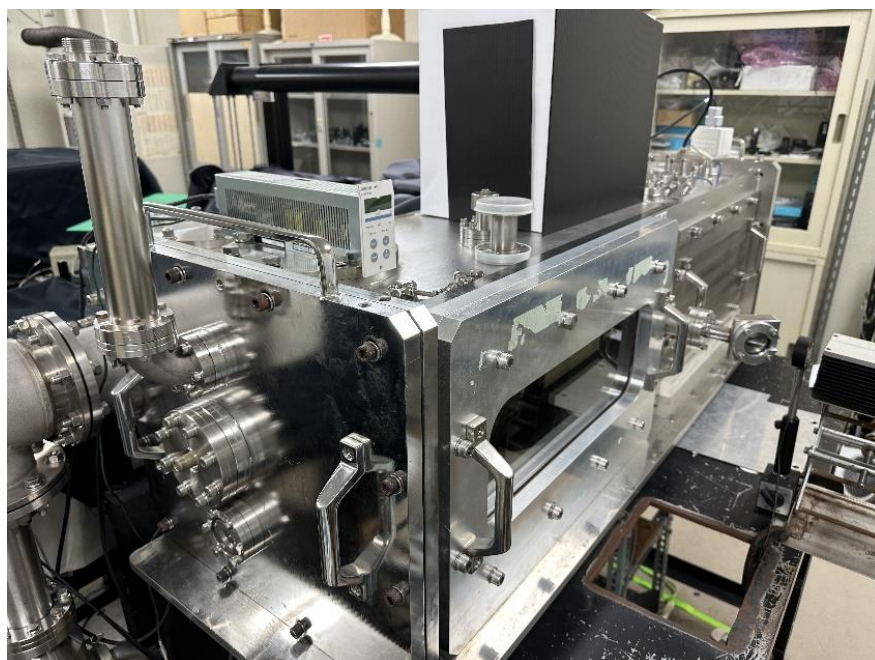


図 3-1 真空容器の外観

表 3-1 ポンプの性能

種類	製造者名	型名	排気速度
ロータリーポンプ	大阪真空機器製作所	DSP500	500 L/sec
ターボ分子ポンプ	三菱重工業	PT-150	190 L/sec
ターボ分子ポンプ	Alcatel	ATP 80/100	80 L/sec

3.1.2 レーザー源

本研究では、パルス幅が異なる 2 種類の Nd:YAG レーザーの第 2 高調波(波長: 532 nm)を使用した。使用したレーザー源の性能を表 3-2 に示す。

表 3-2 レーザーの性能

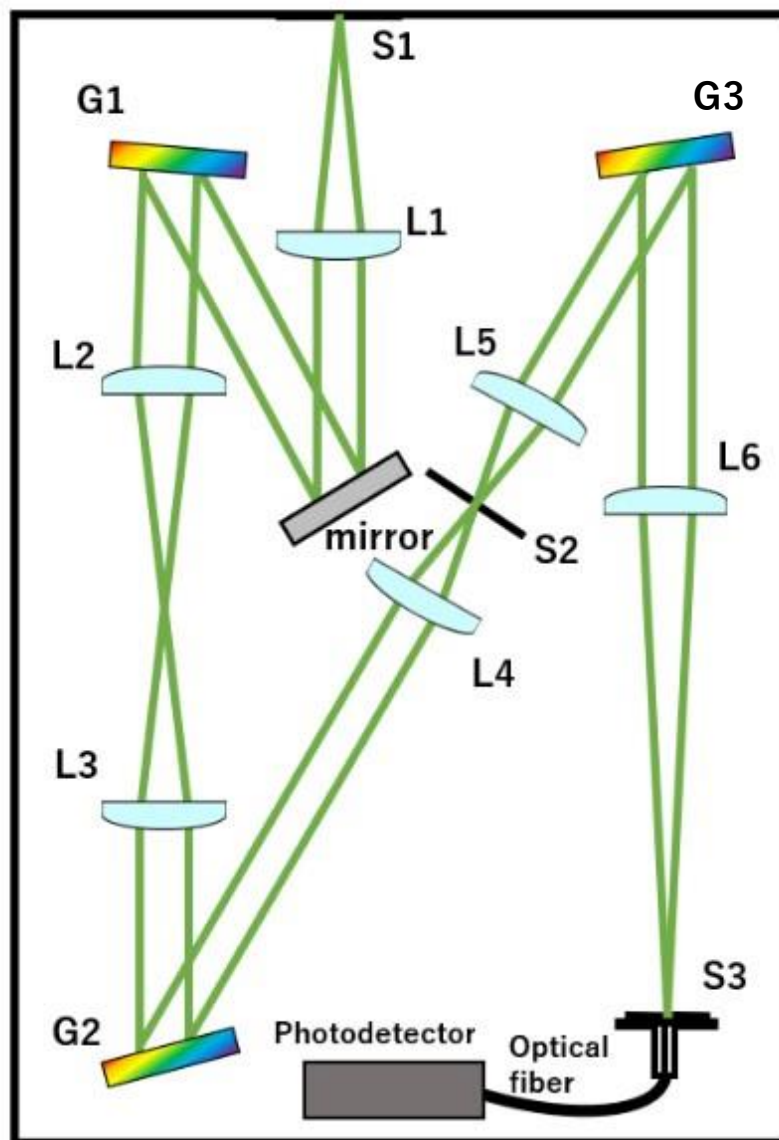
	NL231	PY61C-10
製造者名	Ekspla	Continuum
レーザー波長	532 nm	532 nm
パルス幅	3 ns	150 ps
周波数	50 Hz	10 Hz
偏光	水平偏光	垂直偏光

3.1.3 分光器

迷光を抑えるためにトリプル分光器を用いた。図 3-2 にトリプル分光器の概略を示す。分光器は 3 枚の低迷光回折格子(島津製、サイズ 58mm×58mm、刻線本数 1200 本/mm、ブレイズ波長 500nm)、6 枚の アクロマートレンズ (L1～L5 : $f=220\text{mm}$, 直径 50mm, L6 : $f=500\text{mm}$)、1 枚のアルミ平面ミラー、および中間スリットで構成される。

散乱光以外の迷光を遮断するために分光器入り口にはスリット(S1)がある。スリットを通過し、トリプル分光器内部に入射した光は、レンズ (L1) により平行光となる。平行光は回折格子(G1)により分散される。レンズ(L2)で再び集光され、レンズ(L3)で平行光となる。トムソン散乱計測の場合にはレンズ L2 と L3 の間でレイリー散乱を遮光する。次に回折格子(G2)でその分散が打ち消され、レンズ(L4)で集光される。中間スリット(スリット幅 0.2 mm、高さ制限なし)を通過し、回折格子

(G3)により再び分散し、波長分解する. L5, L6 のレンズは焦点距離 f が 2.27 倍の差であり, 2.27 倍の像が観測面上に写る. ここでの逆線分散は 1.67 nm/mm である⁽¹⁵⁾.



S1 ~ S3:スリット
G1 ~ G3:回折格子
L1 ~ L6:レンズ

図 3-2 トリプル分光器

3.1.4 光検出器

本実験では受光系のアライメント用に光電子増倍管(R943-02, 浜松ホトニクス製)とレイリー散乱の受光光子検出用にはハイブリッド・フォトディテクタ(HPM-100-40, Becker & Hickl GmbH 製)を使用した. 光検出器の性能を表 3-3 に示す. HPM-100-40 の性能は搭載されている浜松ホトニクス製 R10467-40 の性能である.

表 3-3 光検出器の性能

	R943-02	HPM-100-40
量子効率	14% (at 632.8 nm)	45% (at 520 nm)
ゲイン	5.0×10^5	1.2×10^5
上昇時間	3 ns	400 ps
下降時間	-	400 ps
半値幅	-	600 ps
走行時間拡がり	-	90 ps

光電子増倍管は入射窓, 光電面, 集束電極, 電子増倍部(ダイノード), 陽極から構成される真空管であり, 構造図を図 3-3 に示す. 光電子増倍管は真空中の金属や半導体に光を当てると表面から光電子が放出される外部光電効果を利用する. 集束電極で加速, 集束させた光電子は電子増倍部に衝突し, 二次電子を発生させ電子を増倍する. さらに電極の段数分繰り返すことで最終的に 10^6 倍から 10^7 倍に増幅させ, 陽極より外部へ電流として取り出すことができる.

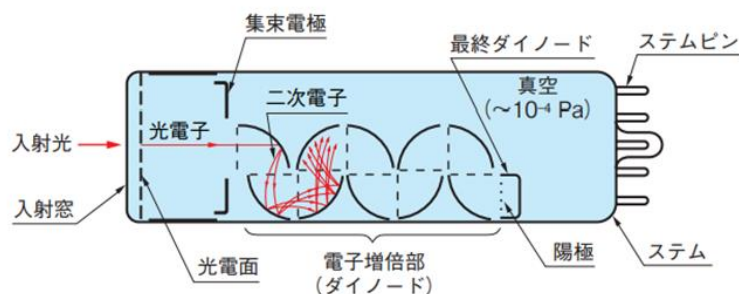


図 3-3 光電子増倍管の構造図⁽¹⁶⁾

ハイブリッド・フォトディテクタ(HPD)の原理図を図 3-4 に示す. HPD は真空容器内に光電面とアバランシェ・ダイオード(AD)から構成される. 光電面に光が入射されると, 入射光量に応じた光電子が放出される. 光電面にはマイナス数 kV の電圧が供給され, 光電子は加速される. アバランシェ・ダイオードに光電子が打ち込まれると, アバランシェ・ダイオードにおいて光電子の入射エネルギーに応じた電子正孔対を生成する. この電子打ち込みで得られた二次電子群はアバランシェ・ダイオードに供給された逆バイアス電圧により, アバランシェ・ダイオード内部でアバランシェ増幅させ, 信号出力を得る. HPD は, 光電子増倍管の第一ダイノードのゲインと比較して, 電子打ち込みのゲインが非常に高いため, 電子増倍ゆらぎの小さい信号が得られる.

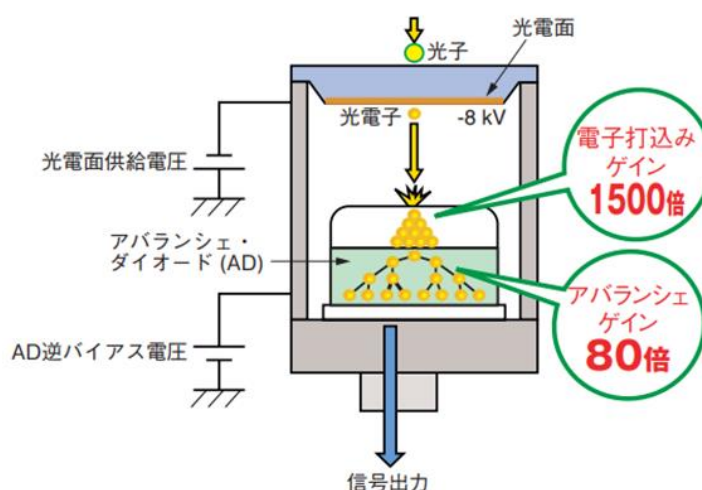


図 3-4 ハイブリッド・フォトディテクタの原理図⁽¹⁶⁾

HPD の使用時においては, 検出器に加える Gain の値の調整が必要となる. Gain の値は HPD 内のアバランシェ・ダイオードに加える電圧をコントロールしている. Gain の値が小さすぎたり, 大きすぎたりすると光子のカウントが不安定となる. したがって適切なゲイン値を決める必要があり, 本研究では 70~80 程度で Gain 値を設定した.

光検出器の入射光子は光電面物質の価電子帯の電子にエネルギーを与え, 光電子として飛び出す. しかし, すべての光子を光電子として変換できるのではなく, ある確率過程が存在する. 光電面から放出される光電子数を入射する光子数で割った値を量子効率 η と呼ぶ.

入射光が光電面に入ってから出力信号を図 3-5 に示す。入射した光子は幅を持ったパルスとして観測される。電子走行時間は入射光が光電面に入ってから出力パルスが現れるまでの時間である。上昇時間は出力パルスの高さの 10% から 90% に達するまでの時間、下降時間は 90% から 10% に戻るまでの時間である。電子走行時間にはばらつきがあり、光電面を単一光子(シングルフォトン)により照射したときの走行時間のゆらぎを電子走行時間拡がりと呼ぶ⁽¹⁶⁾。

本実験ではトリプル分光器によって、波長分解された光をマルチコアファイバ(コア数:7, コア径: $\Phi 500\ \mu\text{m}$)より、光検出器に伝送した。

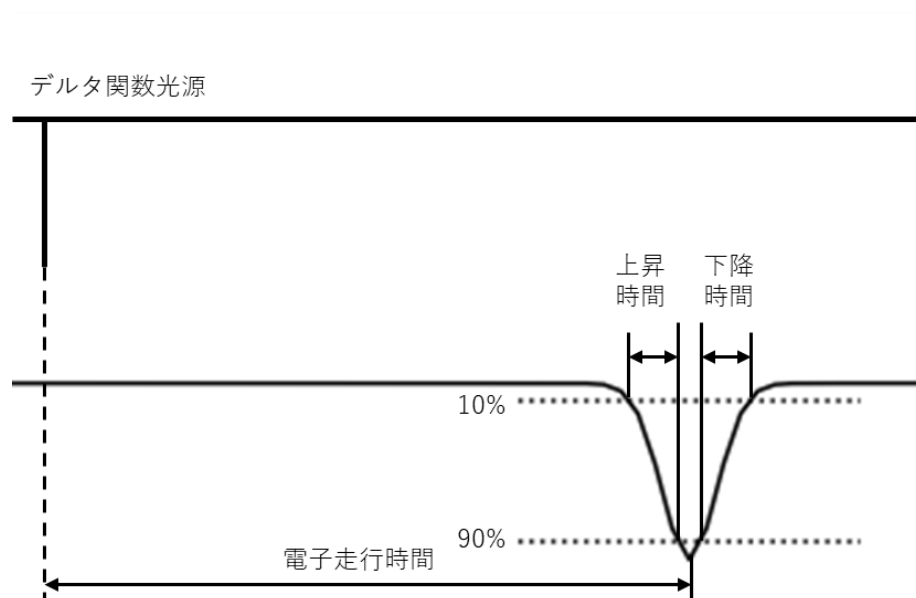


図 3-5 光電子増倍管の出力信号

3.1.5 計測機器

本実験で使用したオシロスコープの性能を表 3-4 に示す。オシロスコープのトリガーとして、レーザーの発振直後を Si ディテクタ(DET025A/M, Thorlabs 製, 立ち上がり時間: 150 ps)で検出した。

表 3-4 光検出器の性能

	WaveRunner 62Xi-A	MSO64
製造者名	Teledyne Technologies	Tektronix
周波数帯域	600 MHz	8 GHz
立ち上がり時間	525 ps	50 ps
最高サンプリング速度	5 GS/s	25 GS/s

3.1.6 ガスジェット

本実験では、ガスジェットの排出口から下流方向に離れた領域にレーザーを照射し、その領域での中性粒子密度の計測を行った。図 3-6 に使用した 2 種類のガスジェット、図 3-7・表 3-5 にノズルの寸法を示す。



(a) シングルノズル



(b) ノズル 19 個

図 3-6 ガスジェット

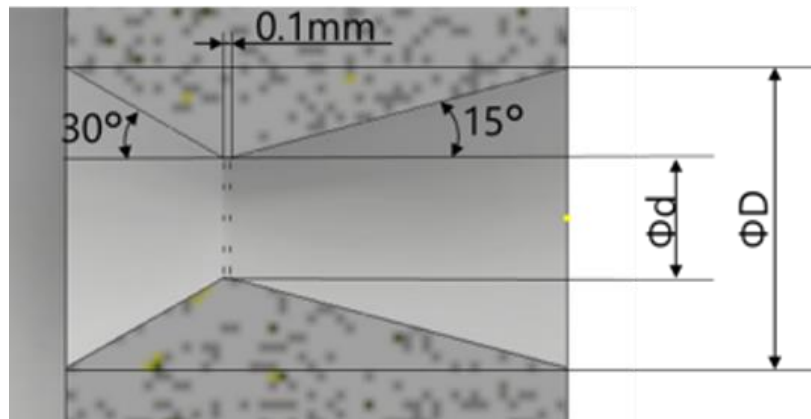


図 3-7 ノズルの寸法

表 3-5 各ノズルの寸法

ノズル穴の数	Φd [mm]	ΦD [mm]	穴の間隔[mm]
1 個	1.74	4.36	-
19 個	0.4	1.00	1.8

ガスジェットに流す流量はマスフローコントローラ(5850S, Brooks 製)により調節した。

3.1.7 ガスジェットのコンダクタンス

管やオリフィスの中を気体が流れるときに、発生する抵抗を排気抵抗と呼び、この抵抗の逆数をコンダクタンスとして、気体の流れやすさを表す。コンダクタンス $C[\text{m}^3/\text{s}]$ において、オリフィスや管の両端の圧力が $P_1, P_0[\text{Pa}]$ の場合に流れる気体の流量 Q は、

$$Q = C(P_1 - P_0) [\text{Pa m}^3/\text{s}] \quad (3-1)$$

と表すことができる。複数の形状の管やオリフィスを直列に接続した場合の合計のコンダクタンス C_{TS} は、

$$\frac{1}{C_{TS}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots \quad (3-2)$$

であり、並列の場合の合計のコンダクタンス C_{TP} は、

$$C_{TP} = C_1 + C_2 + \cdots \quad (3-3)$$

と表せられる。ここで C_1, C_2 は個々の管やオリフィスのコンダクタンスである。

気体分子の平均自由行程が管径に比べて大きく、分子が他の分子とぶつからずに、ほとんど管壁に衝突する場合を分子流と呼ぶ。ガスジェットは、オリフィスとラッパ管により構成されている。この形状での20°C空気のコンダクタンスは、次のように与えられる。

(1) オリフィス(オリフィス径が取り付けられている容器の径に比べ十分に小さい場合)

$$C_1 = 116 \times A \quad (3-4)$$

ここで、 A はオリフィスの断面積[m²]である。

(2) ラッパ管

$$C_2 = 121d_1^2d_2^2/\{(d_1 + d_2)l/2\} \quad (3-5)$$

記号の意味は図 3-8 に示す。

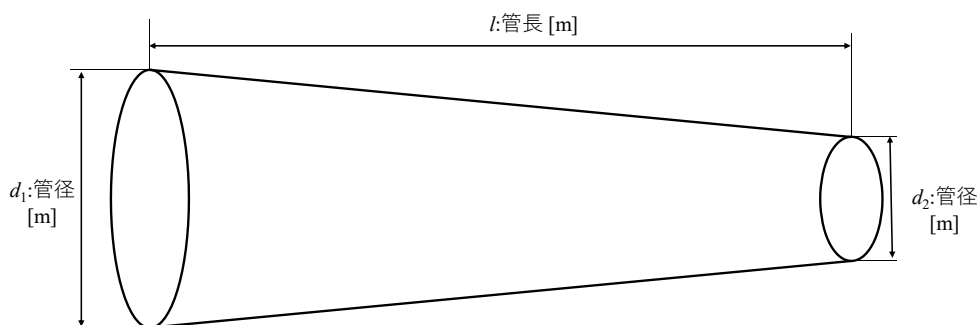


図 3-8 ラッパ管

空気以外のコンダクタンスの気体のコンダクタンス C_a は、20°C空気のコンダクタンス C より、

$$C_a = \sqrt{\frac{T_a}{293.15}} \times \sqrt{\frac{28.8}{M_a}} \times C \quad (3-6)$$

と表せられる．

これらより，ガスジェットのコンダクタンス C_a はどちらも，

$$C_a = 1.27 \times 10^{-4} \text{ [m}^3/\text{s]} \quad (3-7)$$

である⁽¹⁸⁾．

3.2 レイリー散乱計測

真空容器内に中性粒子としてアルゴンガスを注入し，複数の圧力条件において受光光子数の計測を行った．図 3-9 にレイリー散乱計測の実験体系の概略を示す．レーザーによって発振された光は，凸レンズにより集光され，ブリュースター窓を通り，真空容器内を通過してビームダンプに到達する．真空容器内を通過する光の偏光は水平偏光とした．真空容器内で発生した散乱光はレーザー光の入射方向及び偏光方向に対して 90 度の方向よりレンズを通して集光される．集光された光はトリプル分光器に入射し，波長 532 nm の光をマルチコアファイバより，光検出器に伝送した．レーザーの発振直後を Si ディテクタで検出し(トリガー信号)，オシロスコープによりレーザーのショットごと散乱信号として計測した．一部の圧力条件では，光検出器に入る光量を抑えるため，Neutral Density(ND)フィルターを設置した．実験前に受光系のアライメントとして，圧力が 10^4 Pa 程度のアルゴンガスを真空容器内に注入し，光電子増倍管(R943-02)をオシロスコープ(WaveRunner 62Xi-A)に接続して，レーザーを照射しその散乱光の強度を確認しながら，ミラーとレンズ，トリプル分光器前のスリットを調節した．

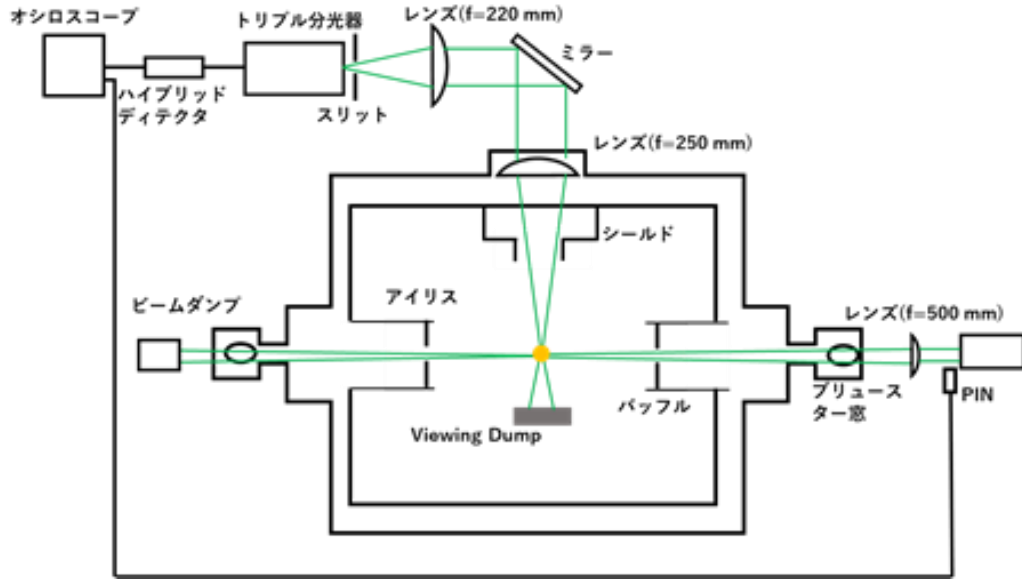


図 3-9 レイリー散乱計測の実験体系

このレイリー散乱計測実験体系の散乱光の微分断面積は、式(2-12)より、

$$\frac{\partial \sigma_{ss}}{\partial \Omega} = k^4 \alpha^2 \quad (3-8)$$

である。アルゴンの屈折率は式(2-17)の値であると仮定すると、微分断面積は

$$\frac{\partial \sigma_{ss}}{\partial \Omega} = 5.46 \times 10^{-32} \text{ m}^2/\text{sr} \quad (3-9)$$

となる。

ファイバの高さはコア径×コア数=3.5 mm であり、分光器の観測面に置かれている。散乱長 L はレンズリレーを追って、 $L = 1.75 \text{ mm}$ である。受光立体角 $d\Omega$ はレンズ($f = 250 \text{ mm}$, F 値:5.0)より、 $d\Omega = 0.0314$ である。観測系の透過率 η は分光器、受光窓や、レンズなどの透過率で決まり、 $\eta = 0.1$ と仮定した。HPD の量子効率より $\varepsilon = 0.45$ 、フォトンカウンティングシステムの効率を $f_D = 1$ 、レーザーのエネルギーを $E_L = 5 \text{ mJ}$ とする。これらの値を式(2-27)に代入すると、

$$N_{ph}' = 1.82 \times 10^{-21} n_n \quad (3-10)$$

となる. 0.1 Pa ($n_n = 2.42 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T=298.15 \text{ K}$) の場合, 受光光子数は1ショットあたり 0.0443 個となる. 受光光子数が小さいため, レーザーを複数ショット照射し, それぞれのショットで得られた受光光子数を積算することとした. 式(3-10)より, レーザーを 10000 ショット照射した場合の受光光子数を図 3-10 に示す.

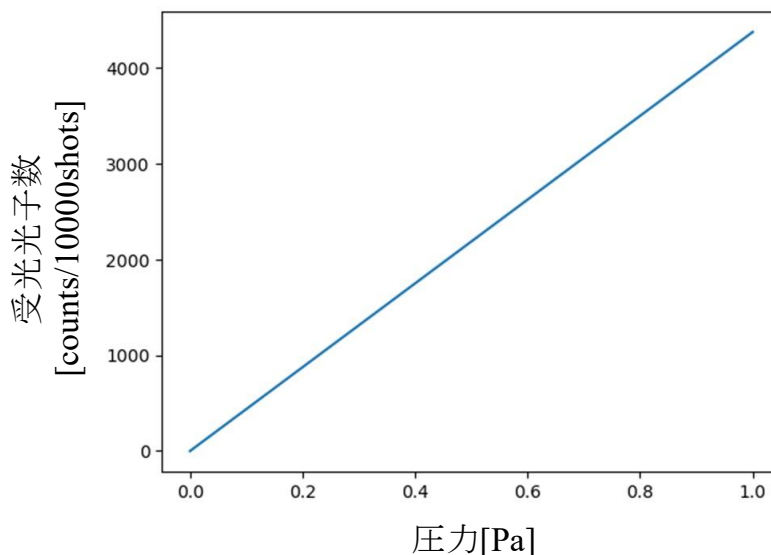
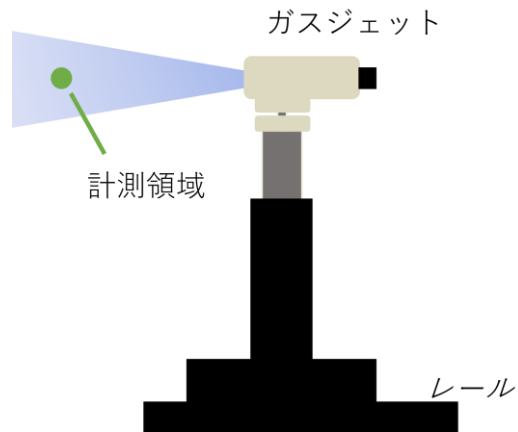


図 3-10 受光光子数

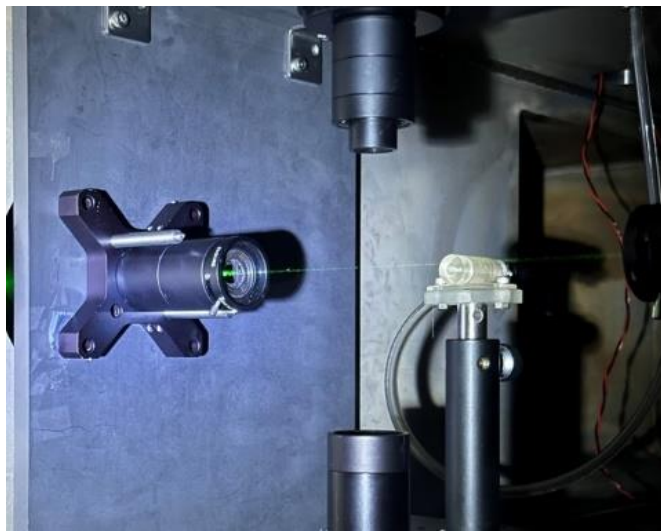
3.3 ガスジェットの中性粒子密度計測

ノズル穴の個数が異なる二つのガスジェットにおいて, アルゴンガスをマスフローコントローラで一定の流量を流し, その排出口から下流方向に離れた領域にレーザーを照射し, その領域での中性粒子密度の計測を行った. 図 3-11 にガスジェットの中性粒子密度計測実験の概略を示す.

真空容器内において, 実験設備の設置等により, 振動が生じ, 計測点がずれるため, 散乱光の受光光子数にばらつきが生じる. そのため, ガスジェットの中性粒子密度計測の前後で $10^3 \sim 10^4 \text{ Pa}$ 程度の圧力のアルゴンガスを注入し, 校正実験を行った.



(b)計測領域(レーザー光の真空容器出口から見た図)



(b)実験配置(校正実験時)

図 3-11 ガスジェットの中性粒子密度計測

第4章 レイリー散乱計測

4.1 フォトンカウンティング

4.1.1 フォトンカウンティング法

光検出器に入射する光の強さを変えて出力信号をオシロスコープで観測すると、光が強い領域では光電子増倍管出力信号のパルス間隔が狭いため、それぞれ重なったアナログ波形となる。光が弱い領域ではそれぞれが離散したパルス状となる。このパルス状になったものを計数する方法をフォトンカウンティング法と呼ぶ。フォトンカウンティング法では各パルスの数が信号となり、ノイズの分離が容易で、安定性が高く、高 SN 比で測定可能のあることから、微弱光領域では有効な計測方法である⁽¹⁶⁾。

本実験では、ハイブリッド・フォトディテクタ(HPM-100-40)をオシロスコープ(MSO64)に接続し、得られた信号(散乱信号)の解析を行った。以降では、散乱信号の電圧値は正負を反転させている。

4.1.2 パルス検出

光検出器の時間分解能内に2個以上の光電子がほとんど存在しない状態(単一光電子領域)においては、ノイズとパルスの波高分布から適当な位置にしきい値を設定することでノイズとパルスとを分離し、光子を積算することができる。しかし、図4-1のように二つ以上の光子が光検出器に入射した場合、パルスが重なり合うと一つ一つのパルスの分離ができない状態となる(図の③、④)⁽¹⁶⁾。

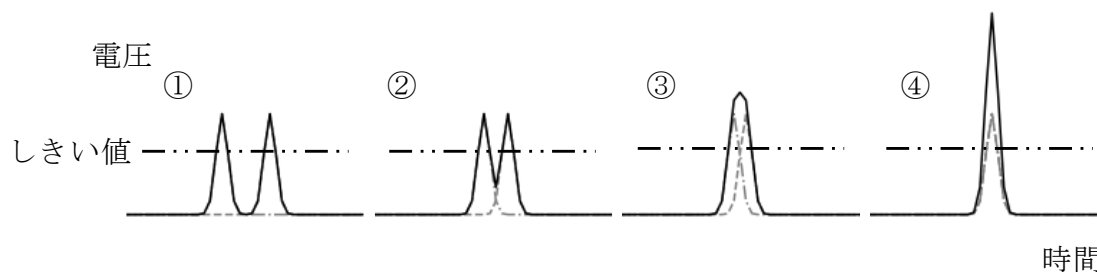


図 4-1 パルスの重なり

4.1.3 迷光分離

レイリー散乱による中性粒子密度計測の検出限界向上の壁となるのが、散乱光とともに壁面などで反射された光が迷光として光検出器に侵入してしまうことである。迷光が散乱光よりも遅れて入ってくることを利用して、時間差により、散乱光子と迷光の分離を行った。

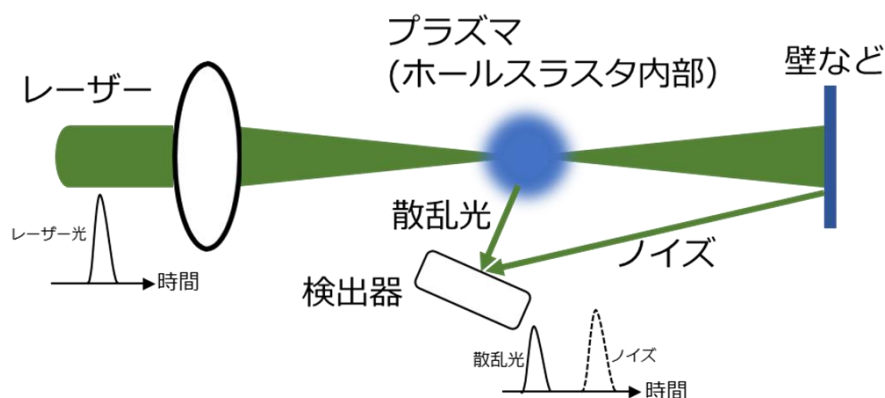


図 4-2 検出器に侵入する迷光

4.2 解析

4.2.1 ナノ秒レーザー

真空容器内にアルゴンガスを注入し、 8.25×10^{-4} Pa, 1.4 Pa, 2.5 Pa, 4.9 Paの圧力条件においてレーザー(NL231)を 10000 ショット照射し、受光光子数の計測を行った。解析方法を順に説明する。

(1)光子のノイズの分離

図 4-3 に圧力の条件ごとに散乱信号のピーク電圧を全ショットで積算したものを示す。散乱信号はショットごとにノイズの平均値を求め、差し引いた。図 4-3 より 0 V 付近においてピークの数が多く見られ、主にノイズのピークを積算したと考えられる。また、0.1 V を超えたあたりより圧力値により違いがみられる。圧力が大きいほど、ピークの数が増えており、光子が観測された。ここで、ノイズと光子の分離のために、0.07 V を光子としてカウントするしきい値とした。

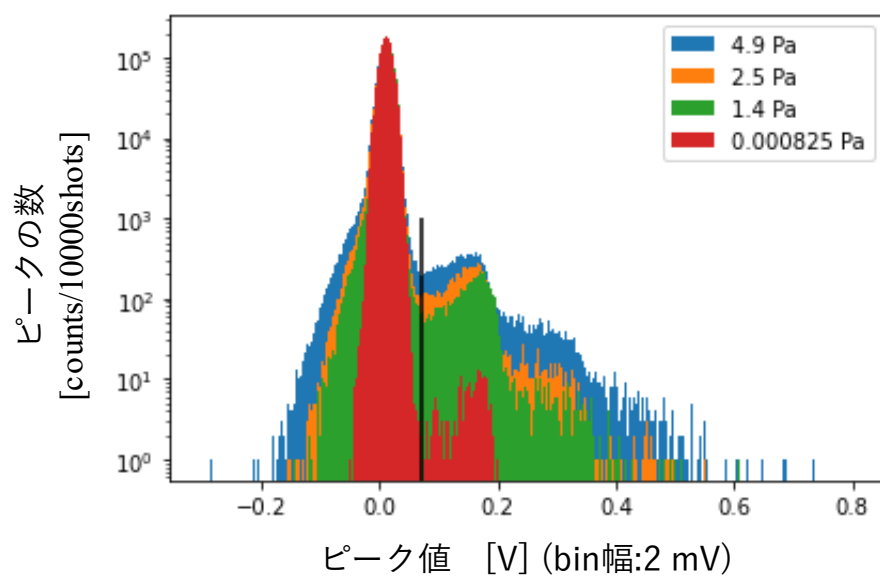


図 4-3 圧力とピーク数の分布

(2) トリガー信号用光検出器のジッター

トリガー信号の光検出器にはジッターがある．散乱光子と迷光の分離のため，その影響を取り除いて解析を行う．ショットごとにトリガー信号のピークの $1/e$ となる立ち上がり部分を求め，トリガーからの時間からその値を差し引いた時間を計測時間とした⁽¹⁵⁾．図 4-4 はある 1 ショットにおけるトリガー信号において立ち上がり部分(点線)を示す．図 4-5 は全ショットの立ち上がり時間の分布である．図 4-5 より，最大で 1 ns 程度のジッターがあることが確認できる．

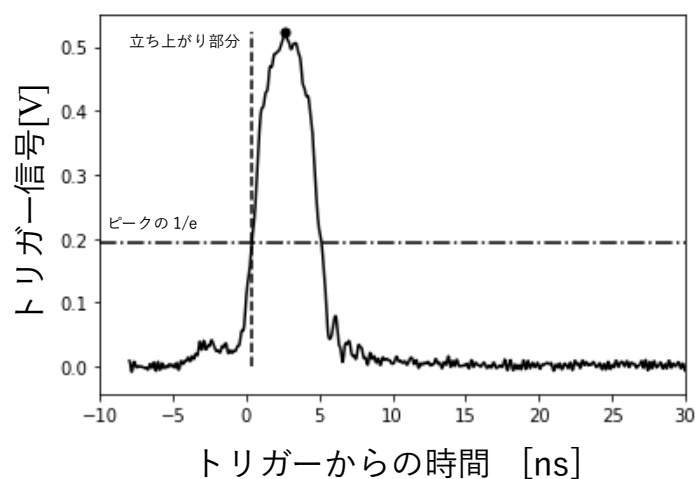


図 4-4 トリガー信号の立ち上がり部分

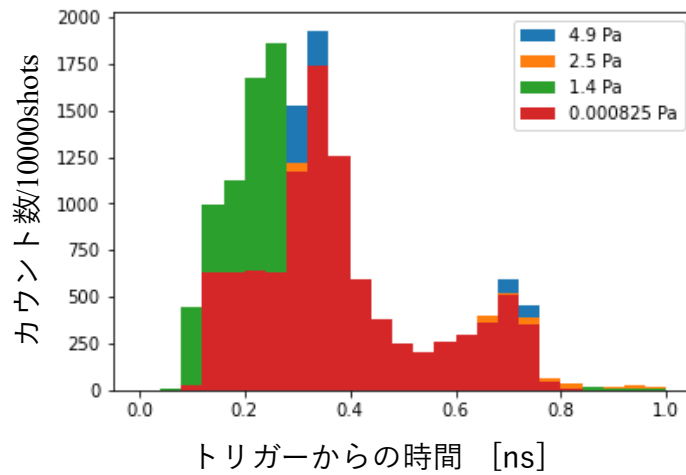


図 4-5 光検出器のジッタ bin 幅:40 ps

(3) 散乱信号のパルス検出

ショットごとに(1)で決めたしきい値以上のピークの位置を求め、ピークの $1/e$ となる立ち上がり部分、立ち下がり部分の両方を求めた。ノイズによるピークのカウンタを防ぐため、ピークの立ち上がり部分と立ち下がり部分の線分が他のピークの線分と重なる場合、ピークの値が最も高いものだけをカウントした。図 4-6 には、ある 1 ショットにおける散乱信号において、近接する 2 つのピークの高さ、立ち上がり時間と立ち下がり部分の線分を示す。図 4-6 の場合では、四角のマーカのピークのみをカウントした。

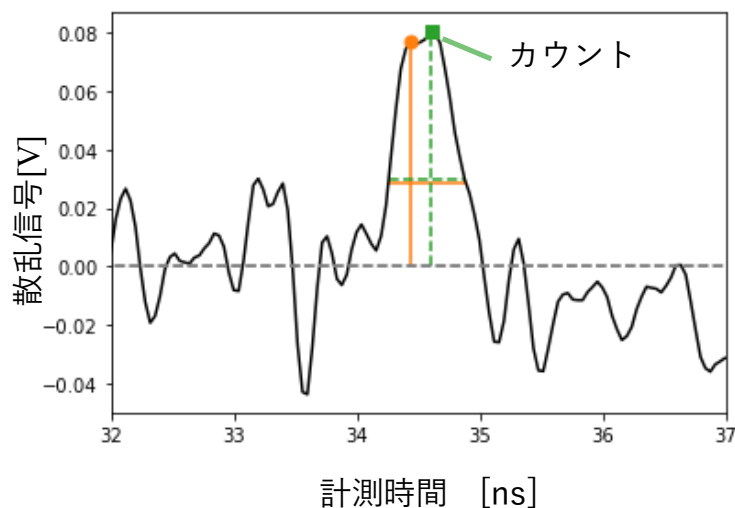


図 4-6 散乱信号のパルス検出

(4)光子数の判別

カウントしたピークを立ち上がり部分と立ち下がり部分の間の範囲で積分を行う。図 4-7 に圧力の条件ごとに散乱信号のカウントしたパルスの積分値を全ショットで積算したものを示す。図 4-7 より大きく分けて 3 つの山がみられ、 $0-1 \times 10^{-10}[\text{V}\cdot\text{s}]$ の範囲では 1 光子、 $1 \times 10^{-10}-2 \times 10^{-10}[\text{V}\cdot\text{s}]$ の範囲では 2 光子、 $2 \times 10^{-10} [\text{V}\cdot\text{s}]$ 以降では 3 光子分の信号を取得していると考えられる。したがって、1 光子から 3 光子までのしきい値を決め、それぞれ 0 , 1.1×10^{-10} , $2 \times 10^{-10}[\text{V}\cdot\text{s}]$ とした。カウントしたピークは光子数とともに立ち上がり部分(計測時間)の値を記録した。

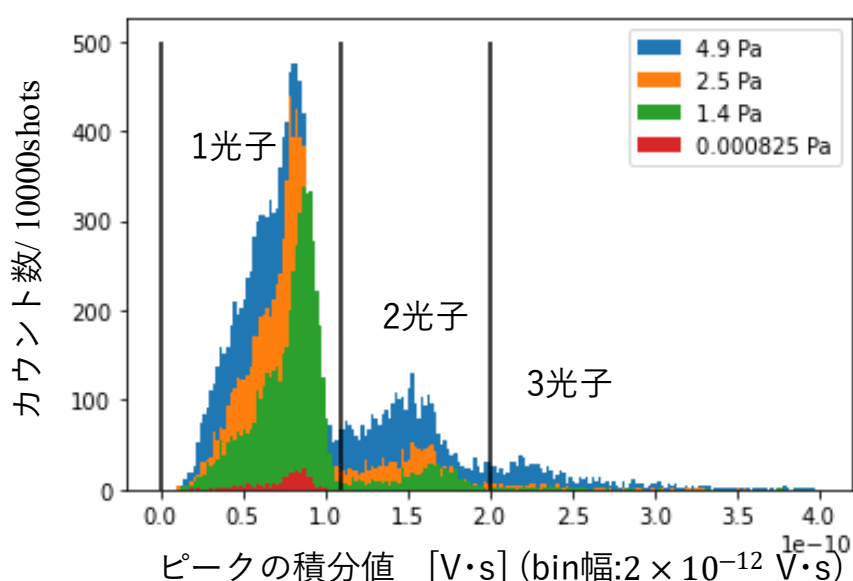


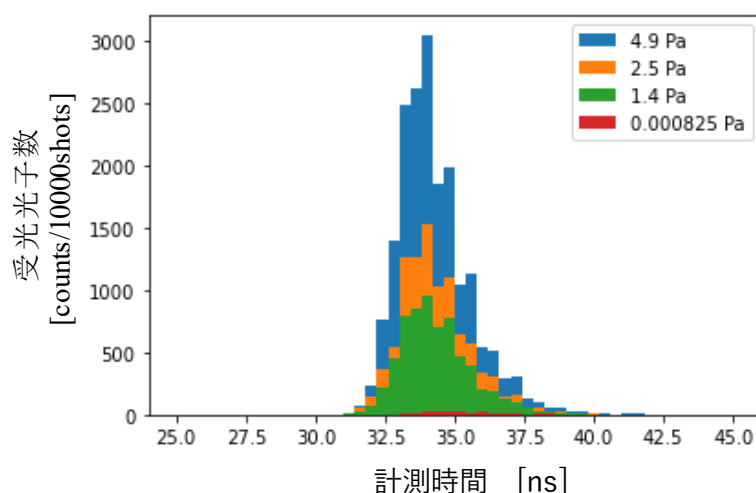
図 4-7 圧力とパルスの積分値の分布

(5) 散乱光子のカウント

散乱光と迷光を時間差により分離するため、カウントしたピークの中から散乱光子としてカウントする計測時間(立ち上がり部分)の範囲を決め、圧力依存性を確認した。図 4-8 に計測時間ごとの受光光子数を示す。図 4-8 (b)は、図 4-8 (a)のヒストグラムの面積が 1 になるように正規化を行った。受光光子は 30 ns から 40 ns の範囲で多く見られ、受光光子の圧力依存性を確認できる。 $8.25 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ の圧力条件では高真空であるため、散乱する中性粒子はほとんど存在しないが、245 個観測された。これは真空容器内での反射光等が迷光として、観測されたからであると考えられる。また、図 4-8 (b)より、 $8.25 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ の圧力条件と他の条件を比較すると、

8.25×10^{-4} Paのピークの位置が遅れており、迷光が散乱光に対して遅れて到達したからであると考えられる。したがって、受光光子が観測され始めた短い範囲であれば、より正確にレイリー散乱光子を計測でき、迷光との分離が可能であると考えられる。解析には圧力と範囲内のカウント数の線形フィッティングを行った。近似直線の傾きは受光系の感度、切片は迷光の大きさを表しており、切片を傾きで割った値を測定圧力の検出下限を示す指標とした。

(a)



(b)

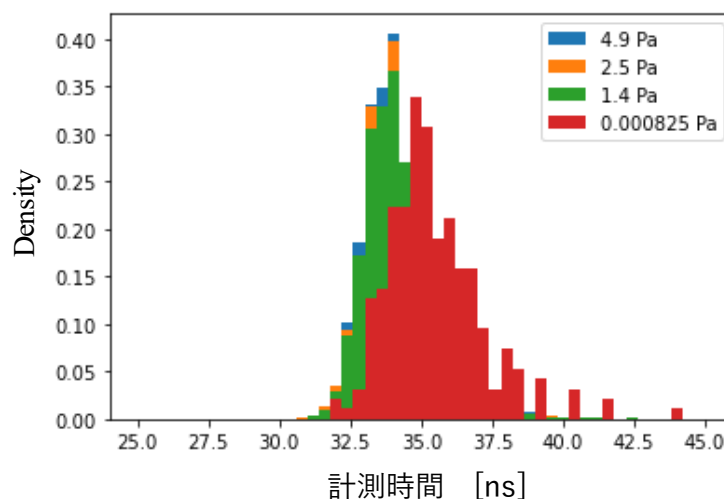
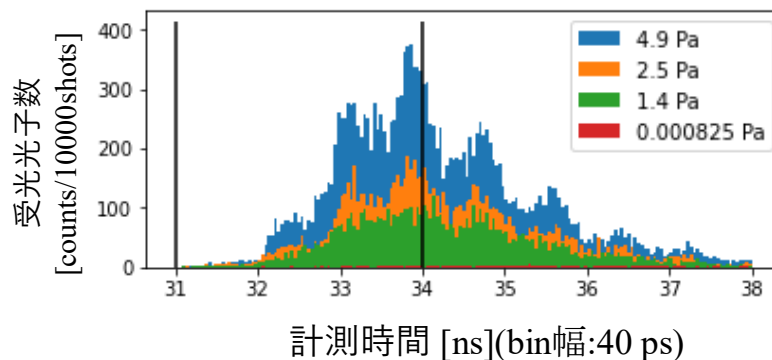


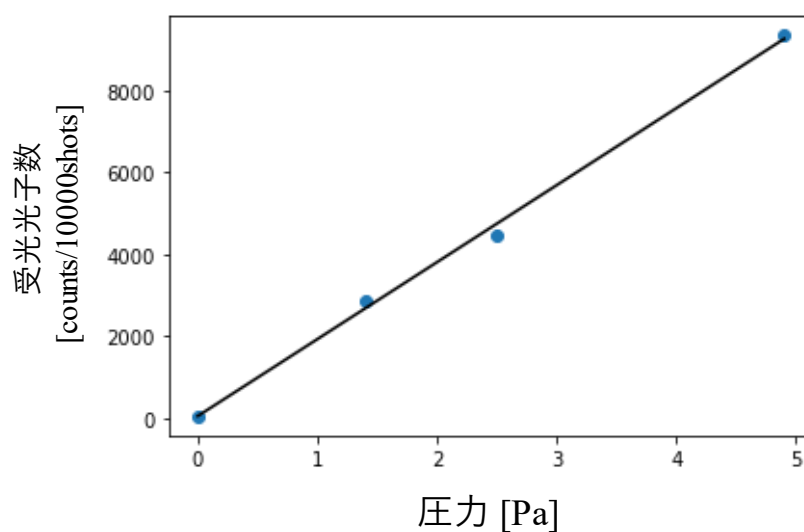
図 4-8 計測時間ごとの受光光子数 bin 幅 400 ps

レーザー源やオシロスコープ等の性能より、散乱光子としてカウントする計測時間幅を 3 ns とし、計測時間が 32 ns より 38 ns において、40 ps ごとに範囲を変更して、圧力と範囲内のカウント数の線形フィッティングを行った。図 4-9 に解析結果を示す。

(a) 検出下限が最も低いカウント範囲 (31 - 34 ns)



(b) 検出下限が最も低いカウント範囲での圧力依存性



(c) カウント範囲ごとの決定係数と検出限界

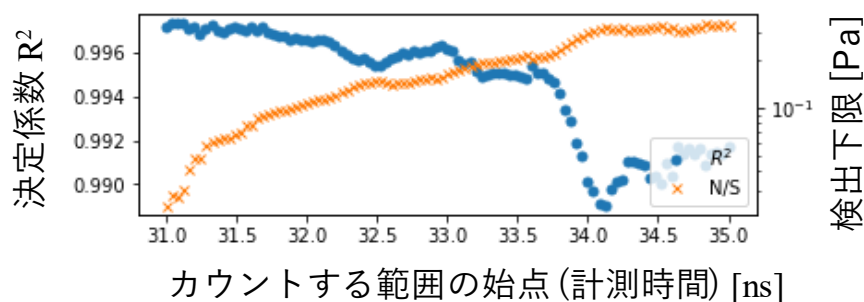


図 4-9 レイリー散乱光計測結果

図 4-9 (a)は計測時間ごとの受光光子数を示す. 検出下限が最も低い範囲は, 31 - 34 ns であり, その範囲内での検出下限は $0.0241 \text{ Pa} (5.85 \times 10^{18} [\text{m}^{-3}])$ であった. 図 4-9 (b)は 31 - 34 ns の範囲においての受光光子数の圧力依存性を示す. 図 4-9 (b)より受光光子数は圧力に比例していることから, レイリー散乱光を計測されたと考

えられる．図 4-9 (c)の横軸は散乱光子としてカウントする範囲の始点であり，始点から 3 ns の範囲において，受光光子数の圧力に対する近似直線の決定係数と検出限界を示している．図 4-9 (c)より，範囲の始点が小さいほど，検出下限が低く，決定係数も高くなった．したがって，受光光子が観測され始めた範囲であれば，迷光と分離したレイリー散乱光を取得可能であると考えられる．

4.2.2 ナノ秒レーザー・ND フィルター

真空容器内にアルゴンガスを注入し，1000 Pa, 2000 Pa, 4000 Pa, 6000 Pa の圧力条件においてレーザー(NL231)を 5000 ショット照射し，受光光子数の計測を行った．

光検出器(HPD)に入る光量を抑えるため，1/15000 の ND フィルターを設置した．ND フィルターを設置することで受光光子数が 1/15000 となる．1/15000 になった受光光子数に対応する圧力値は圧力条件を 1/15000 した圧力となる．したがって，圧力を 1/15000 にした換算圧力を用いて解析を行う．換算圧力は 0.40 Pa, 0.27 Pa, 0.13 Pa, 0.067 Pa である．図 4-10 に圧力ごとの散乱信号のピーク電圧を全ショット数で積算したピーク数の分布，図 4-11 に散乱信号のカウントしたパルスの積分値の分布を示す．

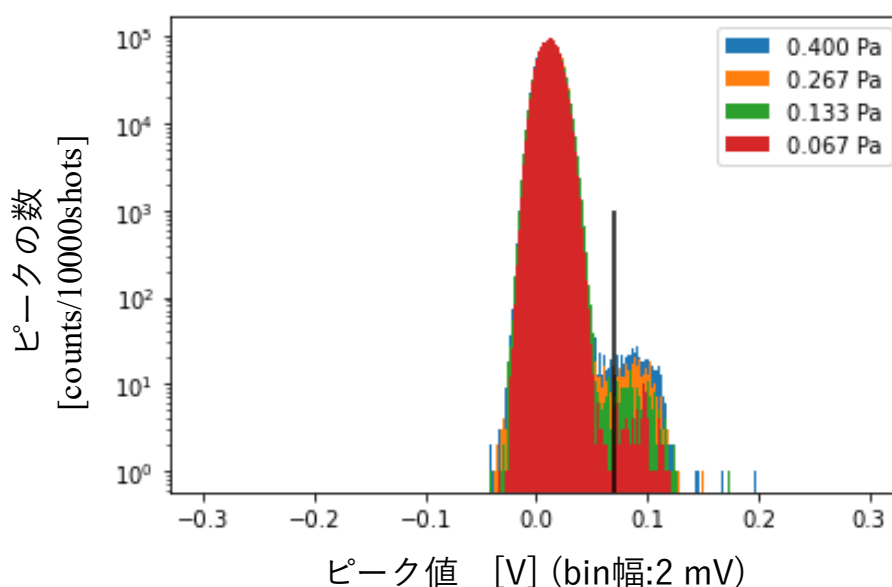


図 4-10 圧力とピーク数の分布

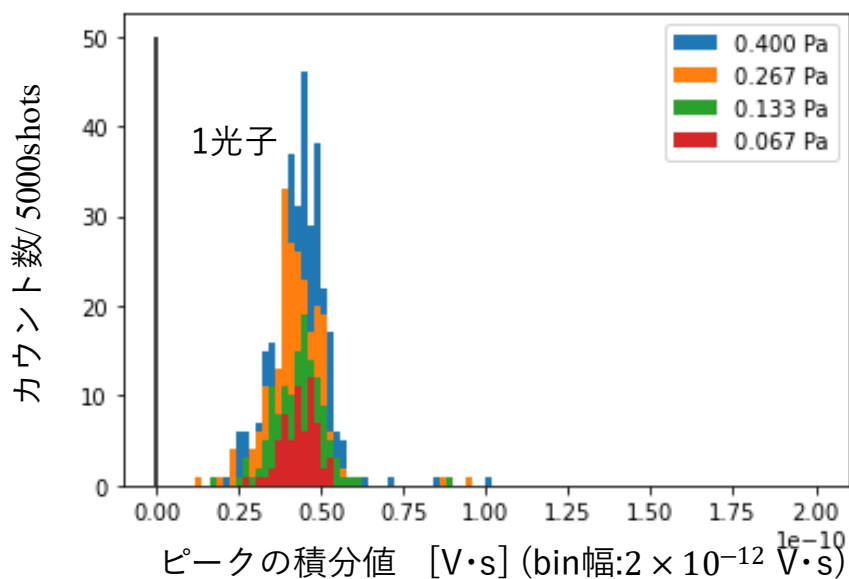


図 4-11 圧力とパルスの積分値の分布

図 4-10 より, 0.07 V を光子としてカウントするしきい値とした. 図 4-11 ではほとんどが 1 光子であると考えられ, すべてのパルスは 1 光子であるとした. 図 4-12 に計測時間ごとの受光光子数を示す.

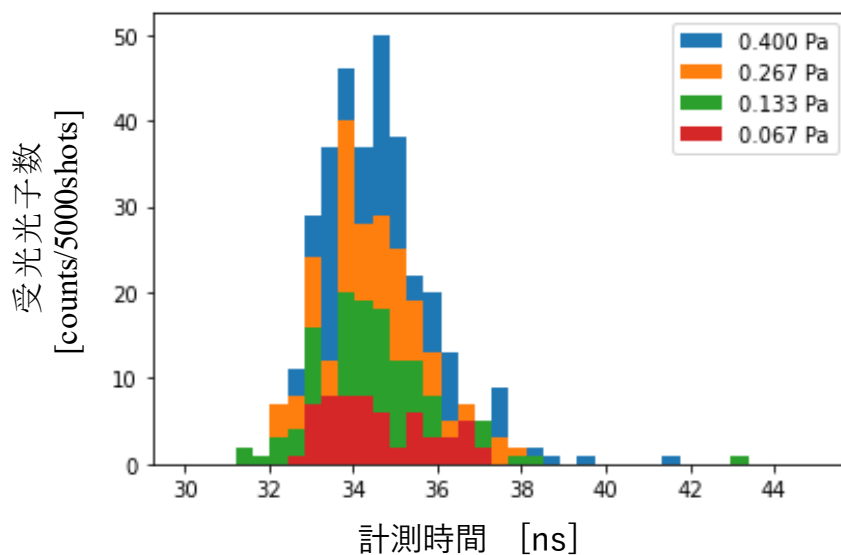
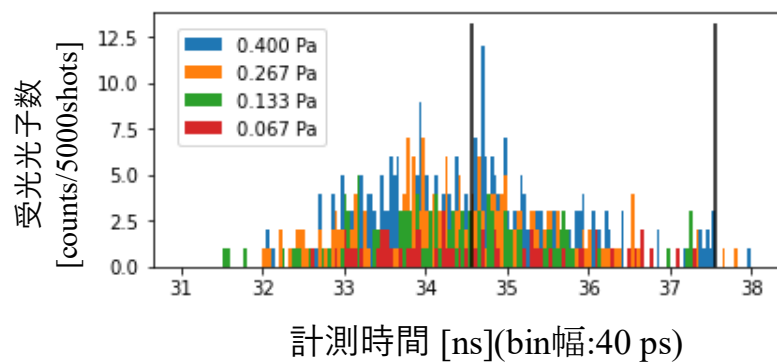


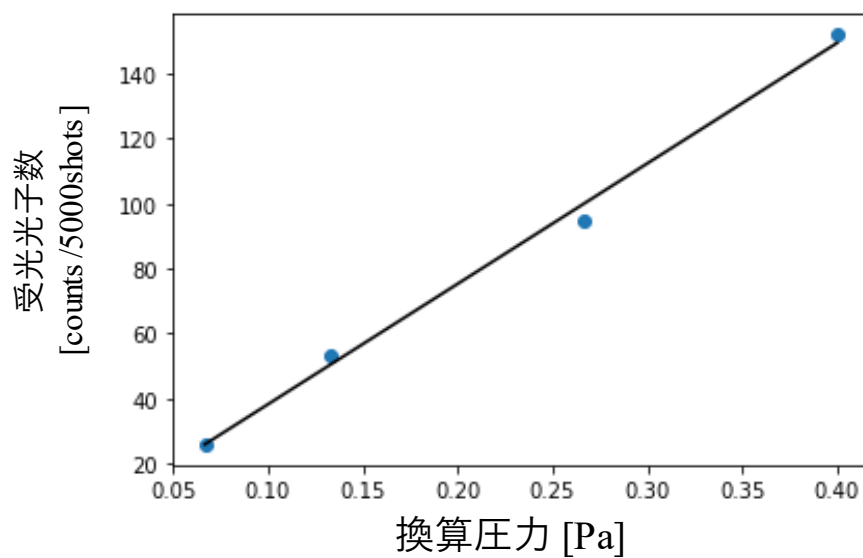
図 4-12 計測時間ごとの受光光子数 bin 幅 400 ps

図 4-12 より 32 ns から 38 ns の間において受光光子数に圧力依存性がみられる. 散乱光子としてカウントする計測時間幅を 3 ns とし, 計測時間が 31 ns より 38 ns において, 40 ps ごとに範囲を変更して, 圧力と範囲内のカウント数の線形フィッティングを行った. 図 4-13 に解析結果を示す.

(a) 検出下限が最も低いカウント範囲 (34.56 - 37.56 ns)



(b) 検出下限が最も低いカウント範囲での圧力依存性



(c) カウント範囲ごとの決定係数と検出限界

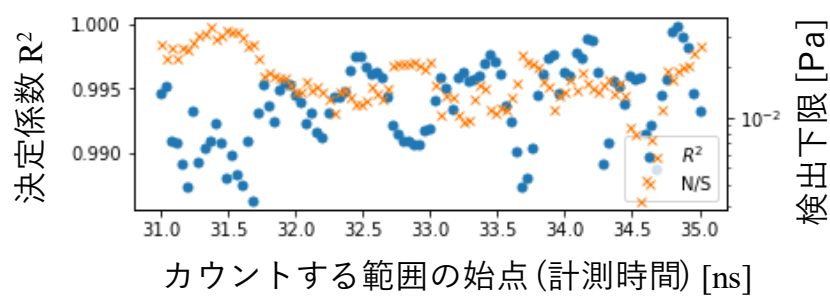


図 4-13 レイリー散乱光計測結果

検出下限が最も低い範囲は, 34.56 - 37.56 ns であり, その範囲内での検出下限は 0.0032 Pa であった. 図 4-13 (c)では, 4.2.1 の結果と比較して, 検出下限が全範囲にわたって良いことがわかる. レイリー散乱信号と比較して迷光が十分小さいからである.

第5章 ガスジェットの中性粒子密度計測

5.1 ガスジェット-ノズル 1 個

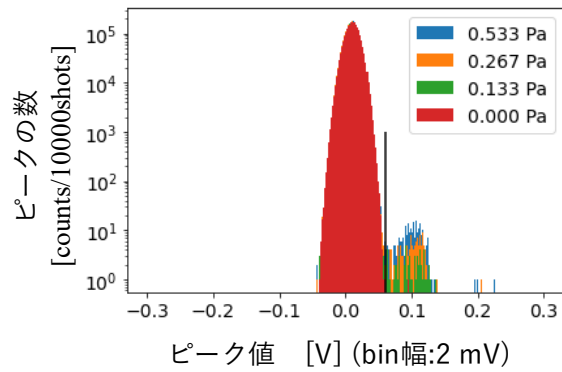
パルス幅の短いレーザーを用いることで真空容器の壁や窓などで反射された迷光が到達する前に散乱光が光検出器で検出され、迷光との分離が可能になる。第4章では、パルス幅がナノ秒のレーザー源を用いたが、さらにパルス幅の短いピコ秒レーザー(PY61C-10:パルス幅 150 ps)を使用した。

ガスジェットの排出口から離れた位置での、散乱光の計測領域における中性粒子密度計測を行った。レーザーエネルギーのばらつきによる受光光子数の誤差を防ぐため、真空容器を通過したレーザー光のエネルギーの全ショットの平均値をパワーメーター(測定子: ES220C, エネルギーメーターコンソール: PM100D, Thorlabs 製)で記録し、散乱光子数をその平均値で割った値を用いて解析を行った。また、ガスジェットの中性粒子密度計測では、測定開始時に電離真空計による圧力も記録した。

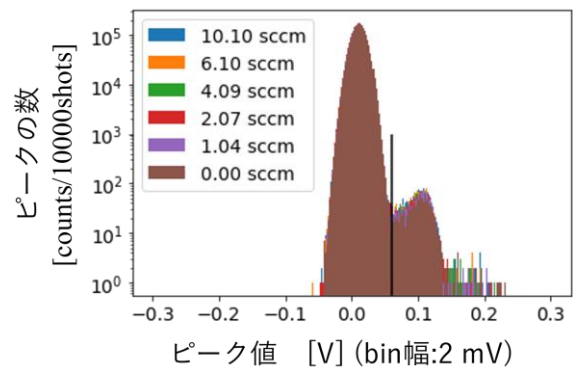
5.1.1 排出口から 5 cm での中性粒子密度

ガスジェットの排出口から 5 cm 離れた位置に散乱光の計測領域となるようにガスジェットを設置した。マスフローコントローラにより一定の流量のアルゴンをガスジェットに流した。マスフローコントローラで設定した流量条件を 0, 1, 2, 4, 6, 10 [sccm]とした。ガスジェットによる計測の終了後、真空容器内にアルゴンガスを注入して、校正実験を行った。校正実験の圧力条件は 8.29×10^{-5} , 2000, 4000, 8000 [Pa]であり、ND フィルター(1/15000)を設置した。換算圧力は 5.53×10^{-9} , 0.133, 0.267, 0.533 [Pa]である。レーザーのショット数は 10000 である。

図 5-1 に散乱信号のピーク電圧を全ショット数で積算したピーク数の分布、図 5-2 に散乱信号のカウントしたパルスの積分値の分布を示す。

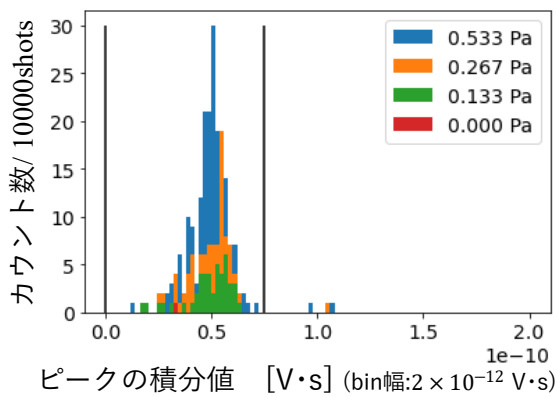


(a) 校正実験

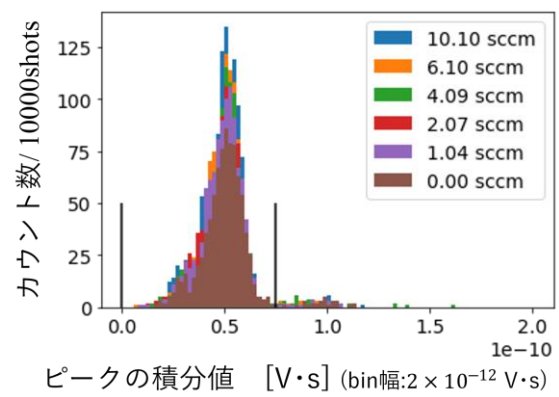


(b) ガスジェット中性粒子密度計測

図 5-1 ピーク数の分布



(a) 校正実験

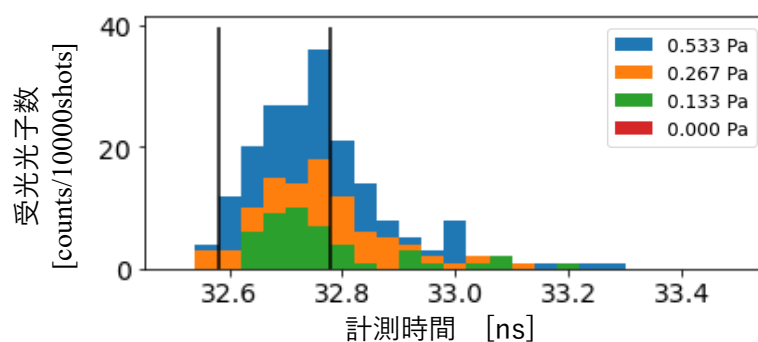


(b) ガスジェット中性粒子密度計測

図 5-2 パルスの積分値の分布

ピーク値のしきい値と光子数のしきい値は校正実験と中性粒子密度計測のどちらとも同じ値とした. 図 5-1, 図 5-2 よりピーク値のしきい値は 0.06 V, 光子数は 2 光子までの信号を取得しているとして, 光子数のしきい値は 0, 0.75×10^{-10} [V·s] とした. 図 5-3 に計測時間ごとの受光光子数を示す.

(a) 校正実験



(b) 中性粒子計測

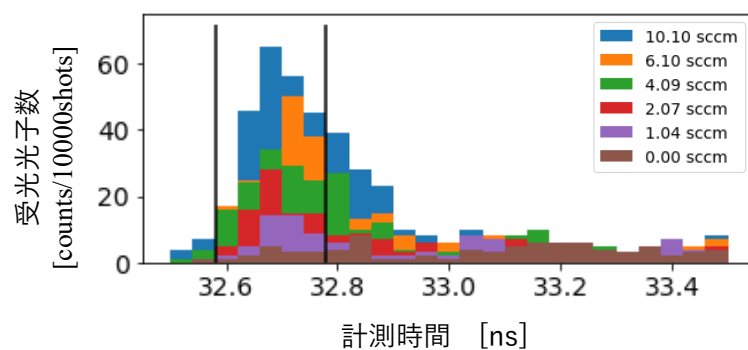
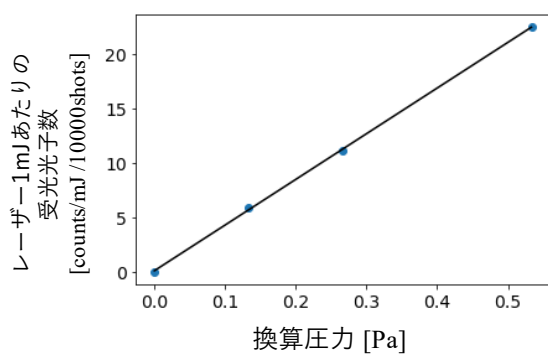
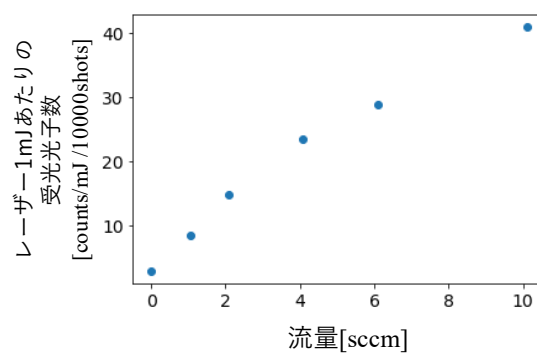


図 5-3 計測時間ごとの受光光子数 bin 幅 40 ps

図 5-3 において黒色の線で囲まれた範囲(32.58 - 32.78 ns, 幅 200 ps)を散乱光子としてカウントした. 校正実験の線形フィッティングを行い, ガスジェットの中性粒子密度を求めた. 図 5-4 に各条件における散乱光子数を示す.



(a)校正実験



(b) 中性粒子密度計測

図 5-4 パルスの積分値の分布

校正実験の検出下限は 0.0025 Pa であった．校正実験より求めたガスジェットの中性粒子密度を図 5-5 に示す．図 5-6 にガスジェットの計測において，各流量条件での電離真空計の圧力とレーザーエネルギーの平均値を示す．

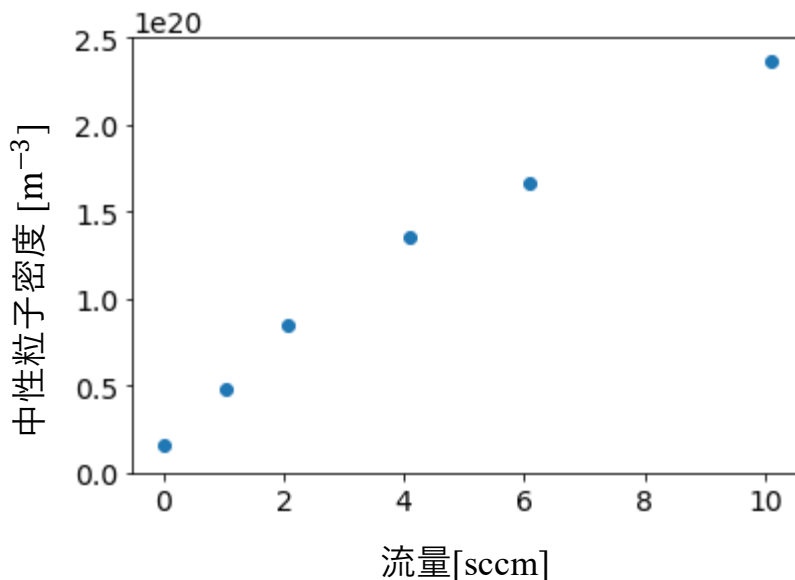
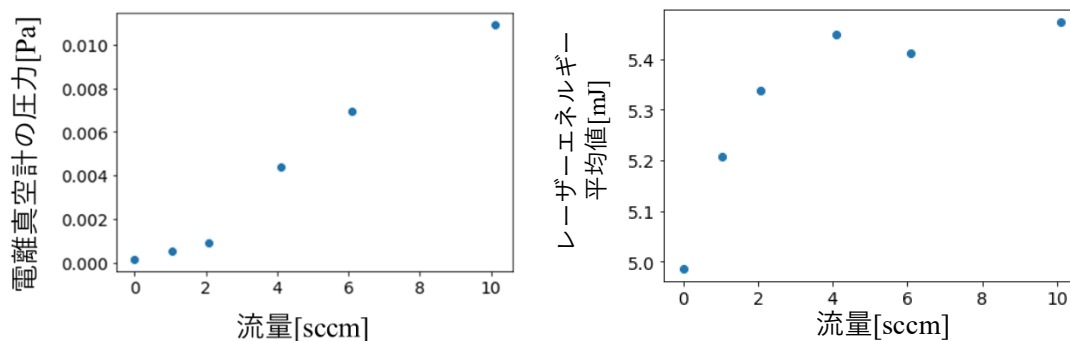


図 5-5 ガスジェットの排出口から 5 cm 離れた位置の流量と中性粒子密度



(a)電離真空計の圧力

(b)レーザーエネルギーの平均値

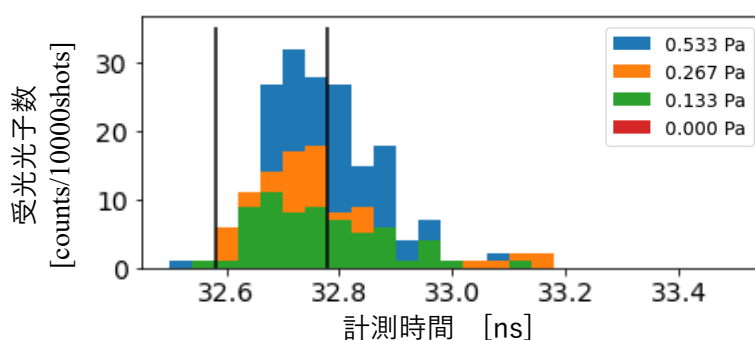
図 5-6 ガスジェットの実験の測定値

図 5-5 より流量が大きくなると中性粒子密度が高くなっていることが確認できる．0 sccm から 4 sccm までの流量では線形性がみられるが，6, 10 sccm においては外れている．図 5-6 (a)より，流量が増加すると電離真空計の圧力が急に増加している．図 5-6 (b)より，レーザーエネルギーの平均値このガスジェットの実験では 0 sccm から順番に流量を増やして測定したため，図 5-6 の 4 sccm 流量の条件以降で安定になったことがわかる．

5.1.2 排出口から 10 cm での中性粒子密度

ガスジェットの排出口から 10 cm 離れた位置に散乱光の計測領域となるようにガスジェットを設置した. マスフローコントローラで設定した流量条件は 0, 0.5, 1, 2, 4, 6, 10 [sccm]とした. 校正実験の圧力条件は 7.69×10^{-5} , 2000, 4000, 8000 [Pa]であり, ND フィルター(1/15000)を設置した. 換算圧力は 5.13×10^{-9} , 0.133, 0.267, 0.533 [Pa]である. レーザーのショット数は 10000 である. 5.11 と同様にして, 中性粒子密度を求めた. 図 5-7 に計測時間ごとの受光光子数を示す. 計測時間が 32.58 - 32.78 ns の範囲を散乱光としてカウントした. 比較のために排出口から 5 cm 結果も加えたガスジェットの中性粒子密度を図 5-8 に示す. また, 図 5-9 にガスジェットの実験での電離真空計の圧力とレーザーエネルギーの平均値を示す.

(a) 校正実験



(b) 中性粒子密度計測

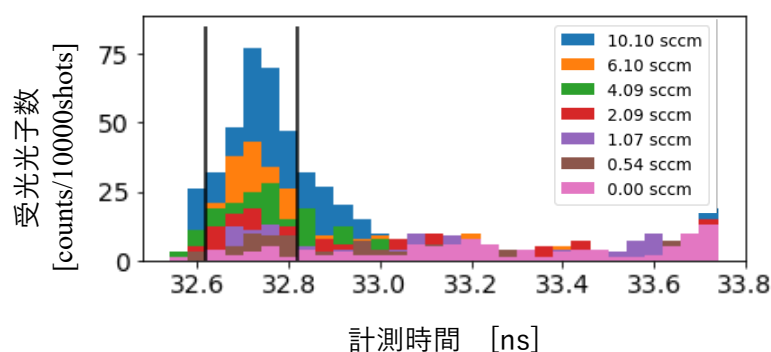


図 5-7 計測時間ごとの受光光子数 bin 幅 40 ps

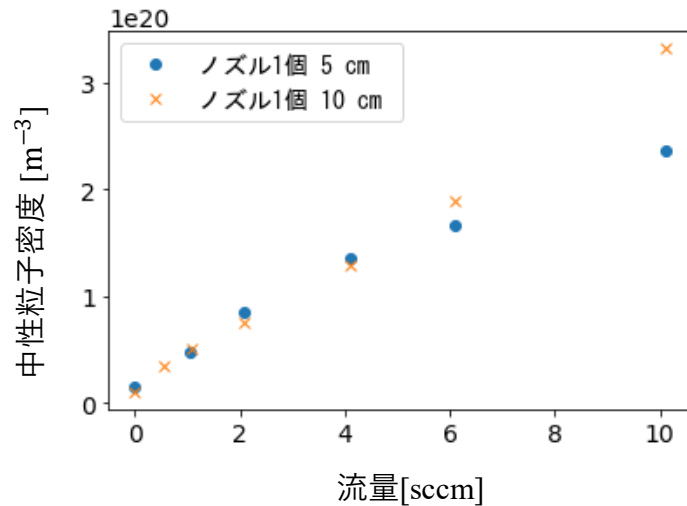
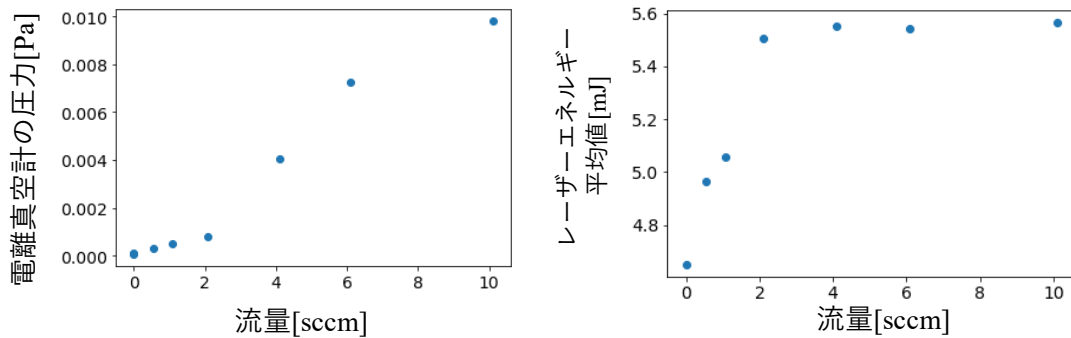


図 5-8 ガスジェットの排出口から離れた位置の流量と中性粒子密度



(a)電離真空計の圧力

(b)レーザーエネルギーの平均値

図 5-9 ガスジェットの実験の測定値

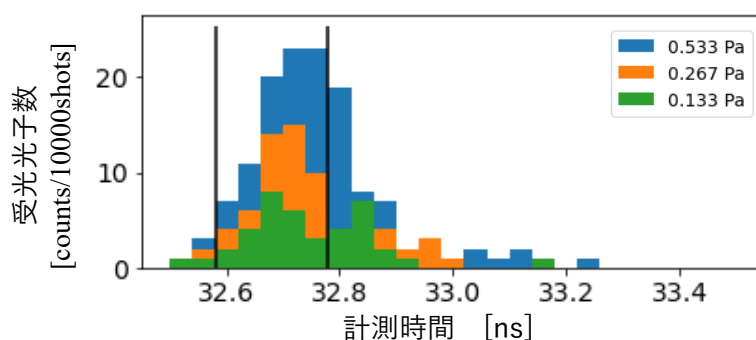
図 5-8 より流量が増加すると中性粒子密度も高くなることが確認できる. 4 sccm までの部分では, 排出口から近い 5 cm のほうが中性粒子密度の高い傾向がみられるが, 6, 10 sccm では逆転し, 排出口から 10 cm のほうが中性粒子密度は高い. 本来であれば, 排出口から遠ざかるほどガスは拡散し, 中性粒子密度が低くなるのではないかと考えられる. また, 図 5-9(a)より, 排出口から 5 cm の場合と同様に流量が増加すると急激に電離真空計の圧力が増加した.

5.2 ガスジェット-ノズル 19 個

ガスジェットのノズルの穴の数が 19 個であるマルチノズルにおいて, シングルノズルと同様にガスジェットの排出口から離れた位置の散乱光の計測領域におけ

る中性粒子密度計測を行った。排出口から 5cm と 10 cm の条件で行った。マスフローコントローラで設定した流量条件は 0, 1, 2, 4, 6, 10 [sccm]とした。校正実験の圧力条件は排出口から 5cm では, 2000, 4000, 8000 [Pa]であり, 排出口から 10 cm では, 7.58×10^{-5} , 2000, 4000, 8000 [Pa]である。ND フィルター(1/15000)を設置し, 換算圧力は 5cm では 0.133, 0.267, 0.533 [Pa], 10cm では 5.05×10^{-9} , 0.133, 0.267, 0.533 [Pa]である。図 5-10, 図 5-11 にそれぞれの位置における計測時間ごとの受光光子数を示す。計測時間が 32.58 - 32.78 ns の範囲を散乱光としてカウントした。図 5-12 にガスジェットの排出口から離れた位置の流量と中性粒子密度, 図 5-13, 図 5-14 にそれぞれの位置におけるガスジェットの実験での電離真空計の圧力とレーザーエネルギーの平均値を示す。

(a) 校正実験



(b) 中性粒子密度計測

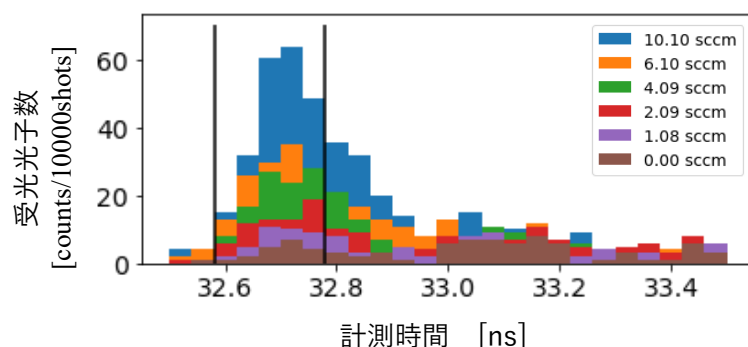
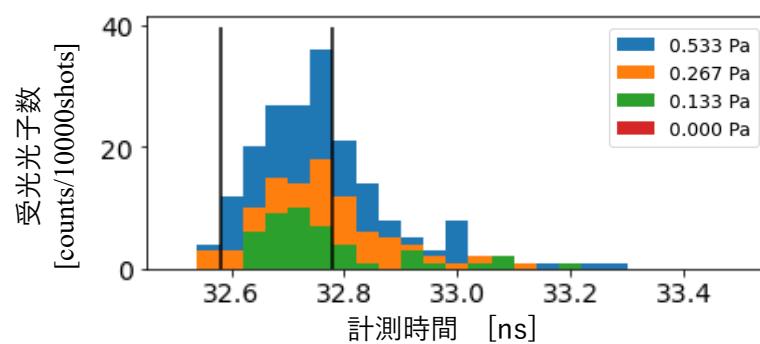


図 5-10 計測時間ごとの受光光子数 bin 幅 40 ps(排出口から 5 cm)

(a) 校正実験



(b) 中性粒子密度計測

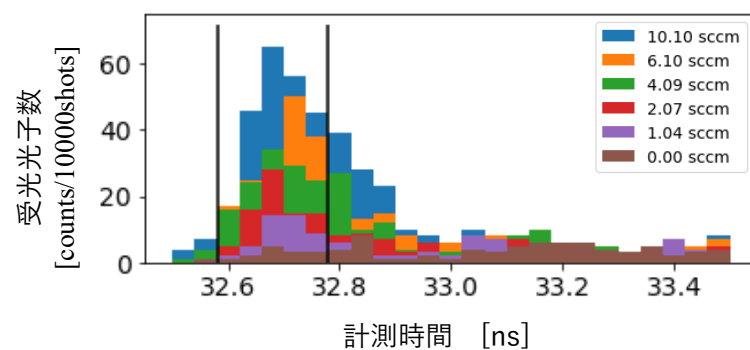


図 5-11 計測時間ごとの受光光子数 bin 幅 40 ps(排出口から 10 cm)

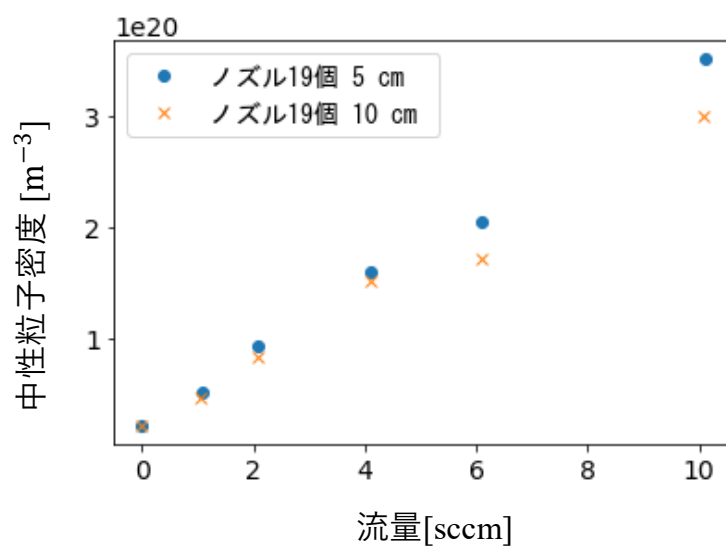
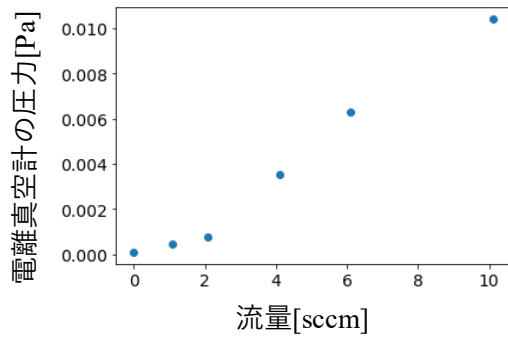
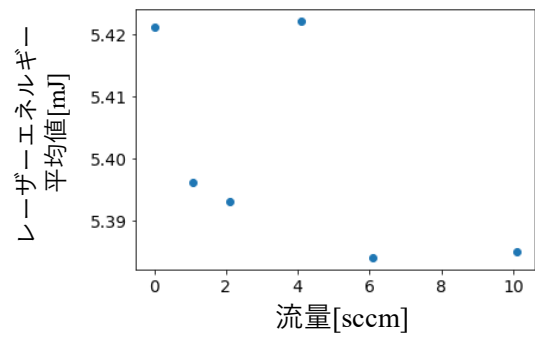


図 5-12 ガスジェットの排出口から離れた位置の流量と中性粒子密度

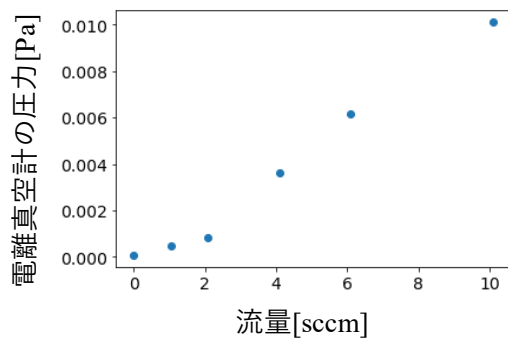


(a)電離真空計の圧力

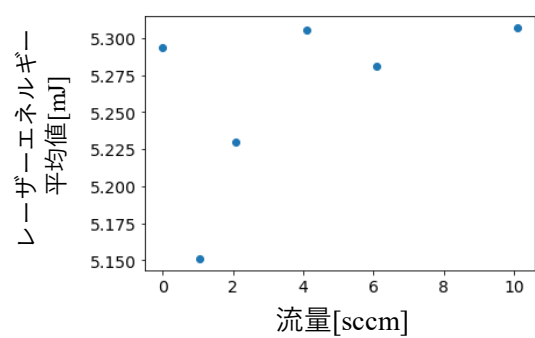


(b)レーザーエネルギーの平均値

図 5-13 ガスジェットの実験の測定値 (排出口から 5 cm)



(a)電離真空計の圧力



(b)レーザーエネルギーの平均値

図 5-14 ガスジェットの実験の測定値 (排出口から 10 cm)

ノズル穴が 19 個のガスジェットの場合においても同様に, 4 sccm までは線形性がみられるが, 6, 10 sccm においては外れていた. 図 5-13 (a), 図 5-14 (a)の流量が増加すると電離真空計の圧力が急増している. ガスジェットのノズルの違いを考察するため, 4 sccm までの流量でのガスジェットの排出口から離れた位置の流量と中性粒子密度を図 5-15 に示す.

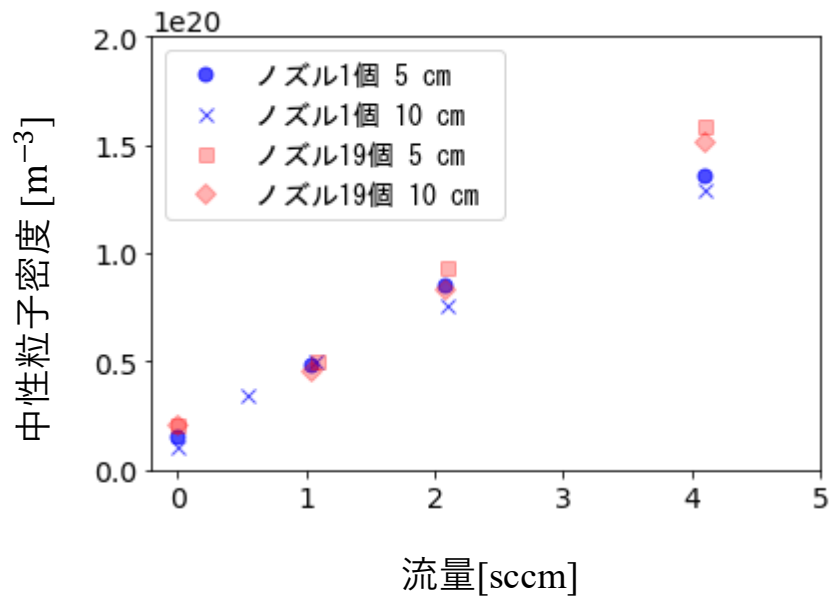


図 5-15 マルチノズルとシングルノズル

図 5-15 より、同じノズル形状では 5 cm でノズル形状の違いでは、ノズル 19 個で中性粒子密度値が高い傾向がみられる。ノズル 1 個と、ノズル 19 個では同じコンダクタンスであるため、式(3-1)において導かれる圧力は同じであるが、ノズル 19 個の場合では下流において隣の孔から出てきた粒子同士の衝突によって発散角が小さく抑えられ、結果として、下流領域において中性粒子密度が増加したのではないかと考えられる。

第6章 結論

本研究では、レイリー散乱法による中性粒子密度計測において解析の高度化を行った。

先行研究では光子の判断はピークの高さのみで行なっていたが、複数の光子のパルスが重なると正しく光子をカウントすることができなかった。そこで検出器からの信号において、パルスの高さから光子とノイズを分離し、パルスの積分値より光子数の判別を行った。そして、観測された光子のうち、レイリー散乱光子としてカウントする時間幅を決め、その時間幅内でのレイリー散乱光子数より中性粒子密度を求めた。迷光は散乱光に対して遅れて検出器に侵入することから、時間幅は光子が観測され始めた範囲とすることで、散乱光と迷光の分離を行った。

結果として、パルス幅がナノ秒のレーザー(ND フィルターなし)において、中性粒子密度は $5.85 \times 10^{18} [\text{m}^{-3}]$ であり、検出限界を一桁向上させた。

パルス幅がピコ秒であるレーザーを用いて、ガスジェットの排出口から離れた領域の中性粒子密度計測に成功した。ノズル形状や排出口からの距離によって中性粒子密度に違いがみられた。

参考文献

- (1) 栗木恭一,荒川義博, ”電気推進ロケット入門”,東京大学出版社, 2003 年.
- (2) 國中均, 西山和孝, 中山宜典, “イオンエンジンによる動力航行”, コロナ社, 2006 年.
- (3) 田原弘一, “電気推進ロケットエンジン技術の現状と展望”, J. Plasma Fusion Res. Vol.94, No.2 (2018)58-59.
- (4) 西山和孝, 杵淵紀世志, “2. 電気推進ロケットエンジンを用いたミッションの現状と今後”, J. Plasma Fusion Res. Vol.94, No.2 (2018)60-65.
- (5) 岩本政隆, ”電気推進機から排出されるイオンとガス密度分布計測”, 九州大学修士論文, 2018 年.
- (6) 浅野正二, “大気放射学の基礎”, 朝倉書店, 2010 年.
- (7) 村岡克紀, ”プラズマと気体のレーザー応用計測”, 産業図書, 1995 年.
- (8) K.N.Liou ,藤枝 鋼(訳),深堀 正志(訳),” 大気放射学—衛星リモートセンシングと気候問題へのアプローチ”,共立出版, 2014 年.
- (9) グラント W ペティ, 近藤 豊(訳), 茂木 信宏(訳), “詳解 大気放射学 基礎と気象・気候学への応用”, 2019 年.
- (10)Maarten Snee, Wim Ubachs,” Direct measurement of the Rayleigh scattering cross section in various gases”, Journal of Quantitative Spectroscopy &Radiative Transfer 92 (2005) 293–310.
- (11)Peck ER, Fisher DJ. Dispersion of Argon. J Opt Soc Am 1964;54:1362–4.
- (12)Peck ER, Khanna BN. Dispersion of Nitrogen. J Opt Soc Am 1966;56:1059–63.
- (13)Abjean R, Mhu A, Johannin-Gilles A. Mesure interferométrique des indices de réfraction de l’azote et de l’argon dans l’ultraviolet. C R Acad Sci Paris 1970;271:411–4.
- (14)村岡 克紀, M.D. BOWDEN, 内野 喜一郎, 貯留 康弘, 野口 正紀, M.A. MANSOUR, “プラズマ計測におけるレーザートムソン散乱スペクトルの微弱高観測の極限的性能” 九州大学大学院総合理工学報告. 21 (2), pp.155-160, 1999-09.
- (15)黒江 雄貴, ”ピコ秒レーザーを用いた電気推進機の中性粒子密度計測”, 九州大学修士論文, 2020 年.
- (16)浜松ホトニクス：光電子増倍管 その基礎と応用, 第 4 版.
- (17)アルバック 編,” 真空ハンドブック”, オーム社, 2002 年.

謝辞

本研究を進めるのにあたって、研究に関することから健康面に至るまで様々な助言をいただきました山本直嗣教授に心から感謝いたします。そしてミーティングなどにおいて多くのご意見をいただきました森田太智助教には深く感謝いたします。様々なサポートをしていただきました秘書の大内田映子さん、宮本朋子さんに心よりお礼申し上げます。

本研究において、日々ご尽力頂いた博士研究員 Nathan さん、博士課程の胡さん、また修士課程の伊藤さん、稲富さん、植永さん、川戸さん、白木さん、山下さん、金定さん、古場さん、手島さん、前之園さん、村本さん、学士課程の松本さん、桂さん、肥田さんには心から御礼申し上げます。

最後に支えてくれた家族に心より感謝いたします。本研究で学んだことを生かしこれからも精進いたします。